

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
INSTITUT FÜR ENERGIETECHNIK MW7

LEHRSTUHL FÜR FLUIDMECHANIK  
ABTEILUNG FÜR HYDRAULISCHE MASCHINEN UND ANLAGEN

**Numerische Simulation  
des Fischdurchgangs durch Wasserturbinen**

Christian Böhm

München, Dezember 2004



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
INSTITUT FÜR ENERGIETECHNIK MW7

LEHRSTUHL FÜR FLUIDMECHANIK  
ABTEILUNG HYDRAULISCHE MASCHINEN

**Numerische Simulation**  
**des Fischdurchgangs durch Wasserturbinen**

Christian Böhm

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing.habil. G. H. Schnerr

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing.habil. R. Schilling
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing.habil. R. Friedrich

Die Dissertation wurde am 24.06.2004 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 02.12.2004 angenommen.



# Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Fluidmechanik, Abt. Hydraulische Maschinen, der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Rudolf Schilling, der es mir ermöglichte diese Arbeit anzufertigen und durch seine wissenschaftliche Anleitung und konstruktive Unterstützung wesentlich zum Gelingen beigetragen hat. Seine lehrreichen Anregungen und die zahlreichen fachlichen Diskussionen mit ihm waren mir stets eine wertvolle Hilfe während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Rainer Friedrich danke ich für die Übernahme des Koreferats und die hilfreichen Anmerkungen. Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Schnerr danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Mein Dank gilt meinen Kollegen, die mich während meiner Tätigkeit unterstützt haben.

Weiterhin danke ich den studentischen Hilfskräften, die mit ihrer Arbeit und ihrem Interesse an diesem Thema zum Gelingen des Projekts beigetragen haben.

Danken möchte ich meiner Familie, vor allem meinen Eltern, die es mir ermöglichten zu studieren und meine Ausbildung nach Kräften unterstützt haben.

Ganz besonders danken möchte ich meiner Lebensgefährtin Eleni, die mit sehr viel Geduld und Ausdauer meine Arbeit unterstützt hat. Ihr soll diese Arbeit gewidmet sein.

München, Dezember 2004

Christian Böhm



# Inhaltsverzeichnis

Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen	VI
Zusammenfassung	XIII
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	1
1.2 Stand des Wissens . . . . .	3
1.3 Zielsetzung . . . . .	5
<b>2 Modellbildung</b>	<b>7</b>
2.1 Strömungsrechnung . . . . .	7
2.2 Bahnberechnung mit dem Punktmodell . . . . .	10
2.2.1 Bewegungsgleichung . . . . .	10
2.2.2 Kräfte . . . . .	11
2.2.3 Integration . . . . .	12
2.2.4 Modellierung des Fischkörpers . . . . .	13
2.3 Bahnberechnung mit dem Volumenmodell . . . . .	15
2.3.1 Aufbereitung des starren Körpers . . . . .	15
2.3.2 Kinematik eines starren Körpers . . . . .	16
2.3.3 Kinetik . . . . .	21
2.3.3.1 Kräfte . . . . .	21
2.3.3.2 Bewegung . . . . .	24

2.4	Kollisionsbehandlung . . . . .	26
2.5	Implementierung . . . . .	31
2.5.1	Ablaufdiagramm . . . . .	31
2.5.2	Globale und lokale Koordinaten . . . . .	32
2.5.3	Übergabe an den Zell- und Blockgrenzen . . . . .	35
2.5.4	Positionsbestimmung . . . . .	39
2.5.5	Speicherverwaltung . . . . .	40
2.5.6	Kollisionsberechnung . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Validierung</b>	<b>47</b>
3.1	Validierung der Bahnbewegung . . . . .	47
3.1.1	Punktmodell . . . . .	47
3.1.2	Volumenmodell . . . . .	54
3.2	Validierung des Kollisionsmoduls . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>61</b>
4.1	Die Turbine „Dettelbach“ . . . . .	61
4.1.1	Das Kraftwerk Dettelbach . . . . .	61
4.1.2	Geometrieaufbereitung . . . . .	63
4.1.3	Konstruktion der Laufschaufel . . . . .	63
4.1.4	Netzgenerierung . . . . .	65
4.2	Auswertung der berechneten Strömung und Schwimmbahnen . . . . .	69
4.3	Auswertung in einer VR Umgebung . . . . .	73
4.4	Fischmodelle . . . . .	74
4.5	Strömungsrechnung . . . . .	77
4.5.1	Berechnung der stationären Strömung durch die Stufe . . . . .	77
4.5.1.1	Randbedingungen . . . . .	77
4.5.1.2	Ergebnisse . . . . .	77



4.5.2	Berechnung der stationären Strömung durch die Turbine . . . .	83
4.5.3	Berechnung der instationären Strömung durch die Stufe . . . .	86
4.6	Berechnung der Schwimmbahnen . . . . .	90
4.6.1	Berechnung der Schwimmbahn durch die Stufe . . . . .	90
4.6.1.1	Randbedingungen . . . . .	91
4.6.1.2	Auswertung der Schwimmbahnen . . . . .	92
4.6.1.3	Einfluß der Fischgröße . . . . .	104
4.6.1.4	Kollisionen . . . . .	107
4.6.2	Berechnung der Schwimmbahn durch die Turbine . . . . .	112
4.6.3	Auswertung in einer „VR - Umgebung“ . . . . .	115
<b>5</b>	<b>Untersuchung modifizierter Turbinen</b>	<b>123</b>
5.1	Reduzierung der Schaufelzahl . . . . .	124
5.1.1	Entwurf . . . . .	124
5.1.2	Analyse der Strömung und der Schwimmbahnen . . . . .	125
5.2	Reduzierung der Drehzahl . . . . .	128
5.2.1	Entwurf . . . . .	128
5.2.2	Auswertung der Strömung und der Schwimmbahnen . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Bewertung und Ausblick</b>	<b>133</b>

# Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen

## Abkürzungen

2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
BAR	Fischmodell Barsch
CFD	Computational Fluid Dynamics
DOE	Departement of Energy, USA
FOR	Fischmodell Forelle
FLM	Lehrstuhl für Fluidmechanik der Techn. Universität München
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NS3D	Dreidimensionale Navier-Stokes Strömungsrechnung
PC	Personal Computer
Q3D	quasi-dreidimensionale Strömungsrechnung
RAM	Random Access Memory
Re	Reynolds-Zahl
RTD	Real Time Design System des FLM
TU	Technische Universität
VR	Virtuelle Realität

**Lateinische Zeichen**

<b>A</b>	Koeffizientenmatrix; Transformationsmatrix
<b>E</b>	Einheitsmatrix
<b>I</b>	Trägheitstensor
<b>M</b>	Massenmatrix
<b>T</b>	Transformationsmatrix
$\vec{F}$	Kraft
<b>A</b>	Fläche; Flächenintegral
<b>C</b>	Konstante, Koeffizient
$C_w$	Widerstandsbeiwert
<b>H</b>	Fallhöhe
<b>L</b>	Turbulentes Längenmaß; Abstand; Profilsehnenlänge
<b>N</b>	Anzahl Gitterpunkte
<b>P</b>	Punkt; Produktionsterm
<b>Q</b>	Volumenstrom
<b>R</b>	Radius
<b>S</b>	Schwerpunkt
<b>T</b>	charakteristische Zeit
$Tu$	Turbulenzgrad
<b>V</b>	Volumen
<b>Z</b>	Schaufelzahl
$\vec{a}$	Vektor der Beschleunigung
$\vec{c}$	Vektor der Absolutgeschwindigkeit
$\vec{n}$	Einheitsnormalenvektor

$\vec{p}$	Impuls
$\vec{r}$	Ortsvektor
$\vec{t}$	Einheitstangentialvektor
$\vec{u}$	Vektor der Umfangsgeschwindigkeit
$\vec{w}$	Vektor der Relativgeschwindigkeit
$\vec{x}$	Lösungsvektor; Ortsvektor
$a$	Beschleunigung; Elemente der Matrix <b>A</b>
$c$	Absolutgeschwindigkeit
$f$	Allgemeine Funktion
$g$	Erdbeschleunigung
$h$	Schaufelhöhe
$i$	Erste Index-Richtung
$j$	Zweite Index-Richtung
$k$	Dritte Index-Richtung; Spezifische turbulente kinetische Energie
$l$	Größtes Längenmaß
$m$	Meridiankoordinate
$mm$	Millimeter
$\dot{m}$	Massenstrom
$n$	Normalenrichtung; Drehzahl
$p$	Druck
$r$	$r$ - Koordinate; Radius; lokale Zellkoordinate
$s$	Bogenlänge; lokale Zellkoordinate
$t$	Zeit; Tangentialrichtung; Teilung; lokale Zellkoordinate
$u, v, w$	Geschwindigkeitskomponenten
$x, y, z$	Koordinaten

**Griechische Zeichen**

$\Gamma$	Koeffizient
$\Delta$	Differenzenwert; Laplace-Operator
$\Omega$	Rotationstensor
$\beta$	Schaufelwinkel; Konstante im Turbulenzmodell; allgemeiner Koeffizient
$\gamma$	Integrationsvariable
$\delta$	Differentialoperator; Kronecker-Symbol
$\epsilon$	Stoßzahl
$\varepsilon$	Dissipationsrate
$\zeta$	Körperorientierte Koordinate
$\eta$	Wirkungsgrad; Körperorientierte Koordinate
$\theta$	Winkel
$\lambda$	Interpolationsfaktor
$\mu$	Dynamische Viskosität; Coulomb'scher Reibungskoeffizient
$\nu$	Kinematische Viskosität
$\xi$	Körperorientierte Koordinate
$\varrho$	Dichte
$\sigma$	Konstante im Turbulenzmodell
$\tau$	Viskose Normal- und Schubspannungen; Partikelrelaxationszeit; charakteristische Zeit
$\phi$	Allgemeine Variable
$\varphi$	Umfangskoordinate
$\psi$	Druckzahl
$\omega$	Winkelgeschwindigkeit

**Tiefgestellte Zeichen**

0	Referenz; Start
$\infty$	Ungestörte Zuströmung
<i>Bas</i>	Basset
<i>CFD</i>	CFD-Lösung
<i>Cor</i>	Coriolis
<i>La</i>	Laufgrad
<i>Pre</i>	Druckgradient
<i>W</i>	Wand
<i>Z</i>	Zentrifugal

<i>ax</i>	axial
<i>f</i>	Fluid
<i>h</i>	hydraulisch
<i>i</i>	interpoliert
<i>j</i>	Laufindex
<i>k</i>	Laufindex
<i>K</i>	Körper
<i>KOL</i>	Kollisionsebene
<i>m</i>	Meridianebene; Meridiankomponente
<i>max</i>	Maximalwert
<i>n</i>	Normalkomponente; neue Zelle; neuer Punkt
<i>N</i>	Nabe
<i>o</i>	alte Zelle
<i>opt</i>	optimal
<i>p</i>	Druck; Partikel
<i>P</i>	Körperpunkt
<i>r</i>	Radialkomponente
<i>ref</i>	Referenz
<i>s</i>	Schaufel; Komponente, die senkrecht auf der Normal- und Tangentialkomponente steht
<i>stat</i>	statisch
<i>S</i>	Schwerpunkt
<i>t</i>	turbulent; tangential; total
<i>th</i>	theoretisch
<i>u</i>	Umfangskomponente
<i>w</i>	Relativgeschwindigkeit
<i>x</i>	x-Komponente
<i>y</i>	y-Komponente
<i>z</i>	z-Komponente; zentrifugal
$\epsilon$	Dissipationsrate
$\mu$	viskos
$\nu$	bezogen auf die durchströmte Kreisringfläche
$\xi$	Körperorientierte Koordinate
$\rho$	Dichte

$\tau$	Schubspannung
$\phi$	Allgemeine Variable
$\varphi$	Umfangskomponente

### Hochgestellte Zeichen

*	Alternative Variante des Widerstandsbeiwertes
'	Werte der Schwankungsbewegung bei Reynolds-Mittelung

### Kopfnoten

—	Reynolds-gemittelte Werte; Flächenmittelwerte; Impulsgemittelte Werte
→	Vektor



# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein neu entwickeltes Verfahren zur Berechnung der Bewegung von Partikeln bzw. beliebig geformten Festkörpern in strömenden Flüssigkeiten vorgestellt.

Zwei Modelle stehen zur Verfügung, ein Punktmodell mit Langrangescher Wechselwirkung und ein Volumenmodell auf der Basis von Impulskräften, die auf einen mit der Strömung mitschwimmenden Körper wirken. Die vorgestellten Rechenverfahren werden auf die Berechnung des Fischdurchganges durch die Wasserturbine Dettelbach angewandt. Grundlage für die Simulation des Fischdurchganges ist eine mit einem dreidimensionalen Navier-Stokes-Code durchgeführte Strömungsrechnung. Der Fischdurchgang wird im Anschluß an die Strömungsberechnung als Postprocessing berechnet. Die Gefährdung von Fischen bei einer Turbinenpassage wird anhand von Strömungsgrößen sowie der Anzahl auftretender Kollisionen und der dabei ermittelten Kollisionsgeschwindigkeit analysiert.

Eine instationäre Strömungslösung soll hinsichtlich der Wechselwirkung zwischen Leitrad und Laufrad untersucht werden. Die Strömung durch die komplette Turbine soll weitere gefährdende Zonen in den übrigen Bauteilen der Turbine aufzeigen. Mit Hilfe des entwickelten Tracking-Verfahrens wird der Fischdurchgang durch die Turbine simuliert und auf gefährdende Einflüsse in der Turbine untersucht. Von Interesse sind dabei die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen mit Bauteilen der Turbine, die Kavitationsgebiete und der Druckverlauf während des Durchgangs durch die Turbine. Zwei alternative Vorschläge zur Verbesserung von Turbinen werden vorgestellt sowie mittels des Tracking-Verfahrens untersucht und hinsichtlich ihres Schadenpotentials beurteilt.



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Problemstellung

Seit etwa 3000 Jahren verwendet der Mensch Wasser als Energiequelle, z.B. zum Direktantrieb von Mühlen und Hammerwerken. In Bayern wird erstmals seit 1924 mit dem Wasserkraftwerk am Kochelsee Wasserkraft zur Erzeugung elektrischer Energie verwendet. Die Nutzung von Flüssen als natürliche Energielieferanten wurde in Bayern intensiv ausgeweitet, so daß mittlerweile ca. 16 % des bayerischen Energiebedarfs, siehe E.ON [12], aus Wasserkraftwerken entnommen wird. Im Vergleich dazu beträgt der Anteil der Wasserkraft an der Energieproduktion in Deutschland 4 %, in der Europäischen Union 15 % und weltweit 20 %. Die intensive Nutzung führte gleichzeitig zu einer starken Verbauung der Flüsse, siehe Abb. 1.1. Entlang des Mains reihen sich auf bayerischem Gebiet derzeit 25 Kraftwerke.



Abb. 1.1: Wasserkraftwerke in Bayern

Der Energieverbrauch wird in der Europäischen Union weiter zunehmen, und gleichzeitig ist geplant, den CO<sub>2</sub>-Ausstoß zu reduzieren. Regenerative Energiequellen werden dabei an Bedeutung zunehmen.

Allerdings sind auch als umweltfreundliche Energiequellen anerkannte Verfahren der Stromerzeugung nicht ohne negative Auswirkungen auf ihre Umwelt. Bei der

Photovoltaik sind z. B. die hohen Energiekosten bei der Produktion und die vergleichsweise niedrigen Wirkungsgrade zu berücksichtigen. Auch Windkraftanlagen werden kontrovers diskutiert. Bei dieser Form der Stromerzeugung sind Vogelschlag, Lärmbelästigung und Lichteffekte als negative Auswirkungen zu erwähnen. Darüber hinaus müssen entsprechende Kraftwerksreserven und Speichermöglichkeiten vorgesehen werden, um das stark variierende Windangebot optimal nutzen zu können. Bei einer wirtschaftlichen Bewertung von Windkraftanlagen müssen diese Folgekosten entsprechend berücksichtigt werden.

Die Wasserkraft gilt ebenso wie die Stromerzeugung aus Windkraft gemeinhin als umweltfreundliche Energiequelle. Jedoch sind auch hier negative Auswirkungen auf die Umwelt nicht zu vermeiden. Wandernde Fische werden auf ihrem Weg flußaufwärts durch die Dämme behindert. Flußabwärts kann der Weg die Fische durch die Turbine führen. Die Passage durch die Turbine ist für die Fische lebensbedrohend. Je nach Anlage überleben ca. 24 % der Fische die Passage nicht. Ein Großteil wird mehr oder weniger stark verletzt.

## 1.2 Stand des Wissens

### Anwendung von CFD-Verfahren im Strömungsmaschinenbau

Die Berechnung von Strömungen mit Hilfe von CFD <sup>1</sup> wird heute bereits in weiten Bereichen der universitären Forschung und industriellen Entwicklung eingesetzt.

Die anfänglich geringen Rechnerleistungen erzwangen für die Berechnung der in der Wirklichkeit dreidimensionalen (3D) Strömungen die Modellierung mit Hilfe der Superposition von drei zweidimensionalen Strömungen, siehe WU [57]. SCHILLING [45] wendet durch Superposition von N Gitterströmungen mit nur einer repräsentativen Meridianströmung ein vereinfachtes Q3D-Verfahren, das quasi-3D (Q3D) Verfahren, bei hydraulischen Strömungsmaschinen an.

Die rasant steigende Rechnerleistung erlaubte die Berechnung von Strömungen auf der Basis von Euler- bzw. Navier-Stokes Gleichungen, siehe RIEDL [40], RITZINGER [41]. Die Berechnungen beschränkten sich auf eine Stufe mit einem Leitschaufelkanal und einem Laufschaufelkanal mit einer umfangsgemittelten Übergabe der Strömungsgrößen am Interface zwischen Lauf- und Leitradbeschaukelung.

Die Vernetzung mehrerer Rechner zu einem Cluster macht es inzwischen möglich, die Berechnung von Problemstellungen durchzuführen, die bisher aufgrund der Anforderungen an Speicherplatz und Rechenzeit nicht möglich waren. Die Aufteilung des Rechengebietes in mehrere Blöcke, deren Berechnung von unterschiedlichen Rechnern durchgeführt wird, erlaubt die Berechnung von zeitechten Problemstellungen, siehe FRITZ [17], und solchen, für die das Ergebnis in relativ kurzer Zeit in ausreichender Genauigkeit zur Verfügung stehen muß, siehe RICHTER [39]. Heute führt

---

<sup>1</sup>CFD=Computational Fluid Dynamics

man bereits die Berechnung der stationären Strömung durch ganze Maschinen durch, siehe ROHNE [42]. Weiterhin erlaubt die Blockstruktur eine Vernetzung von sehr komplizierten Rechengebieten, so daß auch lokale Strömungsphänomene im Zusammenhang mit geeigneten Turbulenzmodellen sehr gut untersucht werden können, siehe BADER [3], SKODA [48].

Beim Entwurf von Strömungsmaschinen stehen mittlerweile Werkzeuge zur Verfügung, die mit Hilfe einer Multi-Level-Strategie, bei der vom Erstentwurf bis zur endgültigen Geometrie, je nach Stadium des Entwurfs unterschiedlich schnelle und unterschiedlich genaue Verfahren eingesetzt werden können, siehe SCHILLING [44], und so einen schnellen und dennoch genauen Entwurf von Strömungsmaschinen ermöglichen.

Neue Entwicklungen finden heute im wesentlichen in der Verbesserung der Genauigkeit der Vorhersage turbulenter Strömungen, siehe SKODA [48], sowie der Berechnung der Phasenübergänge in strömenden Fluiden und der Fluid-Struktur-Wechselwirkung statt.

### **Particle Tracking Verfahren**

Modelle für die Bewegung von kleinen starren Sphären wurden erstmals von TCHEN [51] formuliert. BASSET [5], BOUSSINESQ [6] und OSEEN [33] untersuchten die Bewegung eines sphärischen Körpers unter dem Einfluß der Schwerkraft in einem ruhenden Fluid. Eine sehr ausführliche theoretische Diskussion des Particle Tracking Verfahrens findet sich bei MAXEY UND RILEY [28] sowie HINZE [20]. PAN [34] untersuchte Partikel in einem rotierenden Kanal und deren Einfluß auf das Turbulenzverhalten der Strömung mittels Direkter Numerischer Simulation (DNS). MACHACEK [26] untersuchte sowohl theoretisch als auch experimentell die Größe der unterschiedlichen Kräfte, die auf ein Partikel wirken, der von einer Kanalströmung transportiert wird, für Dichteverhältnisse von  $\rho_P/\rho_f$  von 2.61 bis 1.06.

PESKIN [35] beschreibt die Wechselwirkung eines Partikels, der sich über mehrere Zellflächen hinaus erstreckt, mit dem ihn umgebenden Fluid.

### **Entwicklung fischfreundlicher Turbinen**

Das Problem der Schädigung von Fischen durch Wasserturbinen ist bekannt, seit Wasserturbinen in größerer Anzahl installiert werden. Eine Zusammenstellung der einschlägigen Literatur zur Untersuchung von Fischschäden in Turbinen findet sich bei HOLZNER [21], [22] und ODEH [32].

Die Entwicklung neuer Turbinenvarianten mit dem Ziel der Senkung der Mortalität von Fischen durch die Turbinenpassage findet erstmals in den USA mit dem „Advanced Hydro Power Turbine System Program“ des amerikanischen Energieministeriums (DOE) statt, siehe DOE [11].

Am Anfang des Programms standen Überlegungen, wie eine fischfreundliche Turbine gestaltet werden sollte, siehe CADA [54] und ODEH [32]. Eine Literaturstudie führte zu einer Liste von physikalischen Größen, die als Parameter zur Beurteilung der

Gefährdung von Fischen während der Turbinenpassage verwendet werden können. Zudem wurden konstruktive Maßnahmen für neue Turbinen vorgeschlagen.

Eine Untersuchungsreihe beschäftigt sich mit den Auswirkungen von Strömungen mit starken Scherkräften. Hierfür wurden Fische in einen Testkanal eingeleitet, die unterschiedlich starken Scherströmungen ausgesetzt wurden, siehe NEITZEL [31]. Ziel war es, Grenzwerte für die Scherung  $\partial u/\partial y$  zu finden, ab welchen die Fische nicht mehr geschädigt werden.

Um den Verlauf von physikalischen Größen, z. B. des statischen Druckes, während der Passage der Turbine messen zu können, wurde ein künstlicher Fisch mit einer integrierten Meßapparatur entwickelt, siehe CARLSON [8].

Am Georgia Institute of Technology in den USA erfolgt die Entwicklung eines Computer-Modells für einen virtuellen Fisch, siehe SOTIROPOULOS [49].

Neben den theoretischen Untersuchungen sollten zwei neue Varianten von Wasserturbinen vorgeschlagen und untersucht werden.

Ein sogenannter „Minimum Gap Runner“ basiert auf einer konventionellen Kaplan-Turbine. Die Spalte dieser Turbine sind mit Hilfe eines sphärischen Gehäuses, einer sphärischen Nabe und der Rücknahme der Leitschaufeln hinter die Krümmung des Leitradgehäuses stark reduziert. Eine Folge dieser Konstruktionsmaßnahme ist eine Reduzierung der Spaltströmungen vor allem im Laufradbereich, wo große Druckgradienten auftreten. Diese Turbine wurde bereits in einem Feldversuch im Bonneville Dam des Columbia River in den USA untersucht. Mit Hilfe der durchgeführten Änderungen konnte eine geringe Reduzierung der Verletzungsgefahr erreicht werden, siehe FISHER [15].

Die zweite Variante ist die Umkehrung einer Fischpumpe/Lebensmittelpumpe. Der neue Turbinentyp zeichnet sich durch eine geringe Schaufelzahl aus, d. h. nur zwei bis drei Schaufeln, durch eine Vergrößerung der Schaufellänge und durch einen Umschlingungswinkel von mehr als 180 Grad, bei einer Fallhöhe von ca. 26 m, siehe FETFATSIDIS [14], COOK [9], HECKER [19].

Mittlerweile führen auch weitere Hersteller von Wasserturbinen Untersuchungen mit dem Ziel durch, verbesserte Bedingungen für eine Turbinenpassage von Fischen zu schaffen, siehe FRANCOIS [16].

Ein echter Durchbruch mit einer signifikanten Reduzierung der Mortalität wurde bis zum jetzigen Zeitpunkt allerdings noch nicht erreicht, so daß weiterhin intensive Forschung in diesem Bereich notwendig sein wird.

## 1.3 Zielsetzung

Ziel dieser Untersuchung ist es, die Strömung durch eine Wasserturbine bzgl. ihrer schädigenden Wirkung auf mitschwimmende Fische zu untersuchen, den Weg von Fi-

schen verschiedener Größe durch die Turbine zu berechnen und aus den gewonnenen Daten Vorschläge zur Verbesserung von Wasserturbinen bzgl. der Turbinenpassage von Fischen zu entwickeln.

Als Modellkraftwerk für die Untersuchung wurde das Kraftwerk „Dettelbach“ ausgewählt. Das Kraftwerk befindet sich im Main zwischen Schweinfurt und Würzburg und ist als typisches Beispiel eines Laufwasserkraftwerks anzusehen. Das Institut für Fischbiologie der TU München in Weihenstephan führte von 1996 bis 1998 Untersuchungen von Schädigungen an Fischen durch, die die Turbine passiert haben. Eine weitere Untersuchung der Turbinenpassage mit Hilfe numerischer Methoden soll helfen, die Schädigungsmechanismen in der Turbine besser zu verstehen und Wege zu einer Verbesserung von Wasserturbinen bzgl. ihrer Fischdurchgängigkeit aufzuweisen.

Ein vorhandenes Particle Tracking Verfahren wird zu diesem Zweck erweitert, um die Schwimmbahnen von Fischen verschiedener Größen und Formen berechnen zu können.

Für die Auswertung wird ein geeignetes Postprocessing entwickelt. Das Postprocessing soll die Daten von Strömungsrechnungen und berechneten Schwimmbahnen für eine VR<sup>2</sup> anwendbar machen.

Anhand zweier Turbinenmodifikationen werden neue Konzepte bzgl. ihrer Verbesserung diskutiert.

---

<sup>2</sup>VR=Virtual Reality



# Kapitel 2

## Modellbildung

Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden Gleichungen und Modellansätze vorgestellt, die für die Berechnung der Strömung und die Berechnung der Schwimmbahnen eines Körpers durch ein blockstrukturiertes Rechnernetz notwendig sind.

Die Berechnung der Schwimmbahnen erfolgt in zwei Schritten. In einem ersten Schritt wird die Strömung durch die Turbine mit Hilfe eines 3D Navier-Stokes Codes berechnet. Im Anschluß daran erfolgt die Berechnung der Schwimmbahnen mit dem neu entwickelten Programm als Postprocessing, d.h. eine Rückwirkung der Bewegung des Körpers auf die Strömung wird nicht berücksichtigt. Für die Berechnung der Schwimmbahnen werden zwei Modelle vorgestellt. Bei sehr kleinen Körpern wird ein Punktmodell angewandt. Bei größeren Körpern ist ein Volumenmodell notwendig, um unterschiedliche Strömungszustände an der Oberfläche des Körpers zu erfassen.

### 2.1 Strömungsrechnung

Die Berechnung der Strömung erfolgt mit Hilfe der dreidimensionalen Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen. Für die Berechnung der Turbinenströmung kann von einem inkompressiblen Fluid,  $\rho = const = 1000 \text{ kg/m}^3$  ausgegangen werden. Das Strömungsfeld wird definiert über die Geschwindigkeiten in den drei kartesischen Koordinatenrichtungen  $\vec{c} = (c_x, c_y, c_z)^T$  und dem statischen Druck  $p$ .

Die originären Erhaltungsgleichungen für die Masse und den Impuls, jeweils für die drei Koordinatenrichtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$ , lauten in der Einsteinschen Summenkonvention:

$$\frac{\partial c_j}{\partial x_j} = 0 \quad , \quad (2.1)$$

$$\varrho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \varrho \frac{\partial(c_j c_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad . \quad (2.2)$$

Der statische Druck  $p$  in Gleichung 2.2 wird für den inkompressiblen Fall nicht explizit vorgegeben, sondern tritt nur als Gradient in Erscheinung. Das Druckniveau hat also keinen Einfluß auf das Ergebnis der Strömungsrechnung. Es wird in der Regel später über ein Postprocessing auf das reale Niveau angehoben.

Die Komponenten des viskosen Spannungstensors  $\tau_{ij}$  werden approximiert mit

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right) \quad . \quad (2.3)$$

Die Reynolds-gemittelten Gleichungen erhält man nach Einsetzen des Reynoldsschen Separationsansatzes in die originären Navier-Stokes Gleichungen, siehe REYNOLDS [38].

$$\frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_j} = 0 \quad , \quad (2.4)$$

$$\varrho \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \varrho \frac{\partial(\bar{c}_j \bar{c}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \varrho \frac{\partial \overline{c'_j c'_i}}{\partial x_j} \quad . \quad (2.5)$$

Die lokal an einem Ort auftretende Strömungsgröße teilt sich auf in einen zeitlichen Mittelwert  $\bar{\phi}$  und einen Schwankungsanteil  $\phi'$  :

$$\phi(\vec{x}, t) = \bar{\phi}(\vec{x}) + \phi'(\vec{x}, t) \quad . \quad (2.6)$$

Dabei kann  $\bar{\phi}$  auch von der Zeit abhängen, wobei das Zeitmaß wesentlich größer ist als das der turbulenten Schwankung  $\phi'$ .

Das berechnete Geschwindigkeitsfeld beschreibt somit den Transport der mittleren Strömungsgrößen, siehe auch BADER [3].

Die Reynolds-Mittelung führt zu zusätzlichen Korrelationen, den Komponenten des Reynolds-Spannungstensors  $-\varrho \overline{c'_i c'_j}$ . Diese sind a priori unbekannt und führen zu einem unterbestimmten Gleichungssystem.

Die Schließung des Gleichungssystems erfolgt über den Wirbelviskositätsansatz von Boussinesq [7]. Mit

$$-\varrho \overline{c'_i c'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \varrho k \delta_{ij} \quad (2.7)$$

werden die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors mit dem mittleren Stromfeld verknüpft. Als neue Größen treten die spezifische turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i} \quad (2.8)$$

und die turbulente Viskosität  $\mu_t$  auf. Das Gleichungssystem wird über Turbulenzmodelle geschlossen. Am weitesten verbreitet ist das k- $\varepsilon$  Turbulenzmodell in verschiedenen Variationen, siehe auch BADER [3], SKODA [48]. Die Berechnung der Turbinenströmung wird mit dem Standard-k- $\varepsilon$  Modell nach LAUNDER UND SPALDING [24] durchgeführt. Dieses Zweigleichungs-Turbulenzmodell beruht auf Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie k und einer Dissipationsrate  $\varepsilon$ :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{c}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad , \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{c}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - \rho C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad , \quad (2.10)$$

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad . \quad (2.11)$$

In den Produktionsterm  $P_k$  wird der Wirbelviskositätsansatz von BOUSSINESQ (vgl. Gl. 2.7) eingesetzt:

$$P_k = -\rho \overline{c'_i c'_j} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \quad . \quad (2.12)$$

Die Konstanten des Standard k- $\varepsilon$  Modells sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

$C_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Eine möglichst genaue Vorhersage der Strömungslösung ist Voraussetzung für die in den folgenden Abschnitten beschriebene Bewegung von Körpern, die in die Strömung eingebettet sind.

## 2.2 Bahnberechnung mit dem Punktmodell

Particle Tracking Verfahren werden üblicherweise für die Berechnung von kleinen Körpern verwendet, die mit dem Fluid transportiert werden. Beispiele sind Staub- und Aschepartikel in Gasturbinen oder kleine Schmutzteilchen in Pumpen. Von Interesse ist dabei in der Regel neben der Bahn selbst die Konzentration in bestimmten Bereichen der Strömung oder die Wechselwirkung mit der Wand, um daraus z. B. Aussagen über Erosionsvorgänge ableiten zu können.

Der Körper, dessen Bewegung unter dem Einfluß des Fluids berechnet werden soll, hat in der Regel die Form einer Kugel, an der unterschiedliche Kräfte angreifen.

### 2.2.1 Bewegungsgleichung

Die Bewegung eines Körpers mit dem Volumen  $V_p$  und der Dichte  $\rho_p$  in einem den Körper umgebenden Fluid wird von HINZE [20] bzw. in ähnlicher Form von MAXEY [28] beschrieben:

$$\rho_p V_p \frac{d\vec{c}_p}{dt} + \beta \rho_f V_p \left( \frac{d\vec{c}_p}{dt} - \frac{d\vec{c}_f}{dt} \right) = \vec{F} \quad . \quad (2.13)$$

Die Terme der linken Seite geben den Einfluß der Trägheit an, also den Widerstand gegen eine Bewegungsänderung. Der erste Term auf der linken Seite beschreibt die Trägheit der Masse gegen die Bewegungsänderung. Der zweite Term beschreibt den Einfluß der sogenannten virtuellen Masse, einer Kraft, die durch den Einfluß der Verdrängung der Masse des umgebenden Fluids entsteht.  $\beta$  ist ein allgemeiner Koeffizient. Auf der rechten Seite stehen die Kräfte, die die Änderung des aktuellen Bewegungszustandes verursachen. Vorausgesetzt werden kleine, starre Körper.

Bei TASCFLOW [50] und WEBER [56] wird die Bewegungsgleichung angegeben mit

$$\begin{aligned} m_p \frac{d\vec{c}_p}{dt} = & \underbrace{3\pi\mu d_p C_W^* (\vec{c}_f - \vec{c}_p)}_I \\ & + \underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_f}{6} \frac{d\vec{c}_f}{dt}}_II \\ & + \underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_f}{12} \left( \frac{d\vec{c}_f}{dt} - \frac{d\vec{c}_p}{dt} \right)}_III \\ & + \underbrace{\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_{t_0}^t \frac{\frac{d\vec{c}_f}{dt'} - \frac{d\vec{c}_p}{dt'}}{\sqrt{t-t'}} dt'}_IV \quad . \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Gleichung gilt für das Absolutsystem. Für die Berechnung in einem mit der Geometrie mitrotierenden Relativsystem sind weiterhin die Fliehkraft und die Corioliskraft zu berücksichtigen.

### 2.2.2 Kräfte

Die Kraft, die während der Bahnkurve auf den Körper wirkt, setzt sich zusammen aus mehreren Einzelkräften, deren Einfluß auf die Bewegung je nach Durchmesser  $d_P$  des Körpers, nach dem Dichteverhältnis  $\varrho_P/\varrho_f$  und nach der Partikel-Reynoldszahl  $Re_P$  und dem Bezugssystem unterschiedlich groß ist.

Im folgenden sollen die in der Literatur am häufigsten genannten Kräfte kurz vorgestellt werden:

**Die Widerstandskraft** , für kleine Reynoldszahlen gemäß dem Stokeschen Gesetz, (I) in Gl. 2.14.

**Die Druckgradientenkraft** , aufgrund der Beschleunigung des Fluids in der Umgebung des Partikels, (II) in Gl. 2.14.

**Die virtuelle Massenbeschleunigungskraft** , rührt von der Beschleunigung der Fluidmasse her, die das Partikel verdrängt, (III) in Gl. 2.14. Sie wird sehr häufig als Bestandteil der trägen Masse auf die linke Seite der Bewegungsgleichung geschrieben, siehe HINZE [20].

**Die Bassetkraft** , die die Beeinflussung des Fluids durch das Partikel entlang seiner Bahn widerspiegelt, (IV) in Gl. 2.14, und die Rolle einer Dämpfung der Bahnkurve bei Kräften mit einer sehr großen Frequenz übernimmt.

**Die Magnuskraft** , die den Einfluß der Eigenrotation des Körpers beschreibt. Ein Beispiel ist die Seitwärtsdrift eines rotierenden Fußballs oder eines Tennisballs, der beim Abschlag in eine starke Drehbewegung versetzt worden ist. Die Magnuskraft wird von HINZE [20] als proportional zu  $\varrho_f \omega l_p^3 (c_p - c_f)$  angegeben, wobei  $l_p$  eine charakteristische Länge des Partikels ist.

**Die Saffmannkraft** , die eine Bewegung senkrecht zur Bewegungsrichtung unter dem Einfluß der Scherkräfte des umgebenden Fluids erzwingt. Sie ist proportional zu  $(c_p - c_f) d_p^2 \mu \left( \frac{1}{\nu} \frac{\partial c_f}{\partial y} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Die Saffmannkraft ist unabhängig von der Eigenrotation des Partikels und streng genommen nur für Reynoldszahlen  $\ll 1$  hergeleitet.

**Die Corioliskraft** , die bei einer Bewegung im Relativsystem den Einfluß der Rotationsbewegung widerspiegelt. Die Corioliskraft wird mit  $F_{Cor} = -2m_p (\vec{\omega} \times \vec{w}_p)$  berechnet.  $\vec{w}_p$  ist der Geschwindigkeitsvektor im Relativsystem.

**Die Fliehkraft** , die ebenso wie die Corioliskraft den Einfluß der Rotationsbewegung auf die Bahnkurve beschreibt. Die Fliehkraft ist  $F_Z = m_p \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$ .

**Die Schwerkraft** mit  $F_G = gm_p$  mit der Erdbeschleunigung  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ .

**Die Auftriebskraft** ist der Schwerkraft entgegengerichtet und wird nach Archimedes berechnet mit  $F_B = \rho_f V g$ .

Die Verwendung der einzelnen Kräfte unterliegt gewissen Beschränkungen bezüglich ihrer Gültigkeit.

Die Saffmann- und Magnuskraft, sowie die Schwer- und Auftriebskraft sind noch nicht im aktuellen Code implementiert.

### 2.2.3 Integration

Die Bewegungsgleichung wird zur numerischen Integration in expliziter Form geschrieben:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p + 0.5\rho_f) + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{2\pi\rho_f\mu\Delta t} \right] \frac{d\vec{c}_p}{dt} = \\ & 3\pi\mu d_p C_W^* (\vec{c}_f - \vec{c}_p) + \frac{\pi d_p^3 \rho_f}{4} \frac{d\vec{c}_f}{dt} + \\ & \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu} \left[ \sum_i^{N-1} \left( \frac{d\vec{c}_f}{dt} - \frac{d\vec{c}_p}{dt} \right)_i \Delta t_i + \left( \frac{d\vec{c}_f}{dt} \sqrt{2} \Delta t_N \right)_N \right] + \vec{F}_e \quad . \end{aligned} \quad (2.15)$$

Für kleine Zeitschritte  $\Delta t$  kann die Bewegungsgleichung nach folgender Gleichung für die Bahngeschwindigkeit analytisch gelöst werden, siehe DURST [10]:

$$\vec{c}_p = \vec{c}_f - (\vec{c}_f - \vec{c}_{p,0}) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_P}\right) + \frac{\vec{F}_{sum}}{m_p} \tau_P \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_P}\right) \right] \quad . \quad (2.16)$$

Die Partikelrelaxationszeit  $\tau_P$  ergibt sich aus:

$$\tau_P = \frac{d_p^2}{18\mu C_W^*} (\rho_P - 0.5\rho_f) + \frac{d_p}{C_W^*} \sqrt{\frac{\rho_f \Delta t}{2\pi\mu}} \quad . \quad (2.17)$$

Die Position am Ende eines Zeitschrittes  $\Delta t$  berechnet sich mit Hilfe der Vorwärtsintegration:

$$\vec{x}_p = \vec{x}_{p,0} + \vec{c}_{p,0} \Delta t \quad . \quad (2.18)$$

Für die Kräfte wird angenommen, daß sie während der Dauer eines Zeitschrittes konstant bleiben.

Der Widerstandsbeiwert  $C_W^*$  in Gleichung 2.14 und 2.15 wird für kleine Partikel-Reynoldszahlen  $Re_P = \frac{\rho_f |c_f - c_p| d_p}{\mu}$  folgendermaßen berechnet:

$$C_W^* = \begin{cases} 1 + 0.1315(Re_P)^{0.82-0.05\alpha} & Re_P < 20 \text{ mit } \alpha = \log Re_P \\ 1 + 0.1935(Re_P)^{0.6305} & Re_P > 20 \end{cases} \quad (2.19)$$

### 2.2.4 Modellierung des Fischkörpers

Bei der Zusammenstellung der Kräfte dürfen nach LIANG UND MICHAELIDES [25] bei einem Dichteverhältnis von  $\rho_p/\rho_f \approx 1$ , wie es für Wasser-Feststoffströmungen charakteristisch ist, die Bassetkraft, die Druckgradientenkraft und die virtuelle Massenbeschleunigungskraft nicht vernachlässigt werden.

In Testrechnungen wurden bei beschleunigter Strömung unrealistisch hohe Kräfte und Partikelbeschleunigungen, vor allem für die Druckgradientenkraft, berechnet.

Bei der Zusammenstellung der Kräfte für einen relativ großen Körper wie einen Fisch werden deshalb für die Widerstandskraft  $F_W$  die experimentellen Untersuchungen von umströmten Körpern herangezogen, siehe Abb. 2.1.

In der Regel werden bei Particle Tracking Verfahren Masseneinfluß und der Einfluß des Volumens, wie die Widerstandskraft, durch Modellierung des Körpers als Sphäre mit einem Durchmesser  $d_P$  berücksichtigt. In einem ersten Ansatz wird für den Körper des Fisches zur Vereinfachung ebenfalls das Modell der Kugel gewählt.

Als vereinfachtes Modell zur Berechnung des Fischdurchgangs wird angenommen, daß nur die Widerstandskraft und die Trägheit auf den Fischkörper wirken. Die Widerstandskraft wird mit

$$F_W = \frac{1}{2} \frac{d_p^2}{4} \pi C_W \rho_f c_\infty^2 \quad (2.20)$$

berechnet.

In Abb. 2.1 ist der Verlauf des Widerstandsbeiwertes von verschiedenen Körperformen über der Partikel-Reynoldszahl  $Re_P$  dargestellt.

Für den Fischkörper wird der Widerstandskoeffizient einer Kugel angenommen. Der eigentlich stromlinienförmige Körper des Fisches ist nicht immer ideal in Strömungsrichtung ausgerichtet und wird, bedingt durch Schwankungsbewegungen der Transportgeschwindigkeit, die in einer Turbinenströmung immer vorhanden sind und die zu lokalen Wirbeln führen, gedreht.

Der Widerstandskoeffizient ist abhängig von der aktuellen Partikel-Reynoldszahl im Programm hinterlegt.

Für den Durchmesser der Sphäre wird aus einem Fischmodell, siehe Abb. 4.10, das Volumen eines Fisches und ein repräsentativer Durchmesser  $d_{Ersatz}$  ermittelt.

$$d_{Ersatz} = 2 \left( \frac{3}{4\pi} V_{Körper} \right)^{1/3} \quad (2.21)$$

Eine Rotationsbewegung des Körpers um eine körperfeste Achse wird in diesem Modell nicht berücksichtigt.

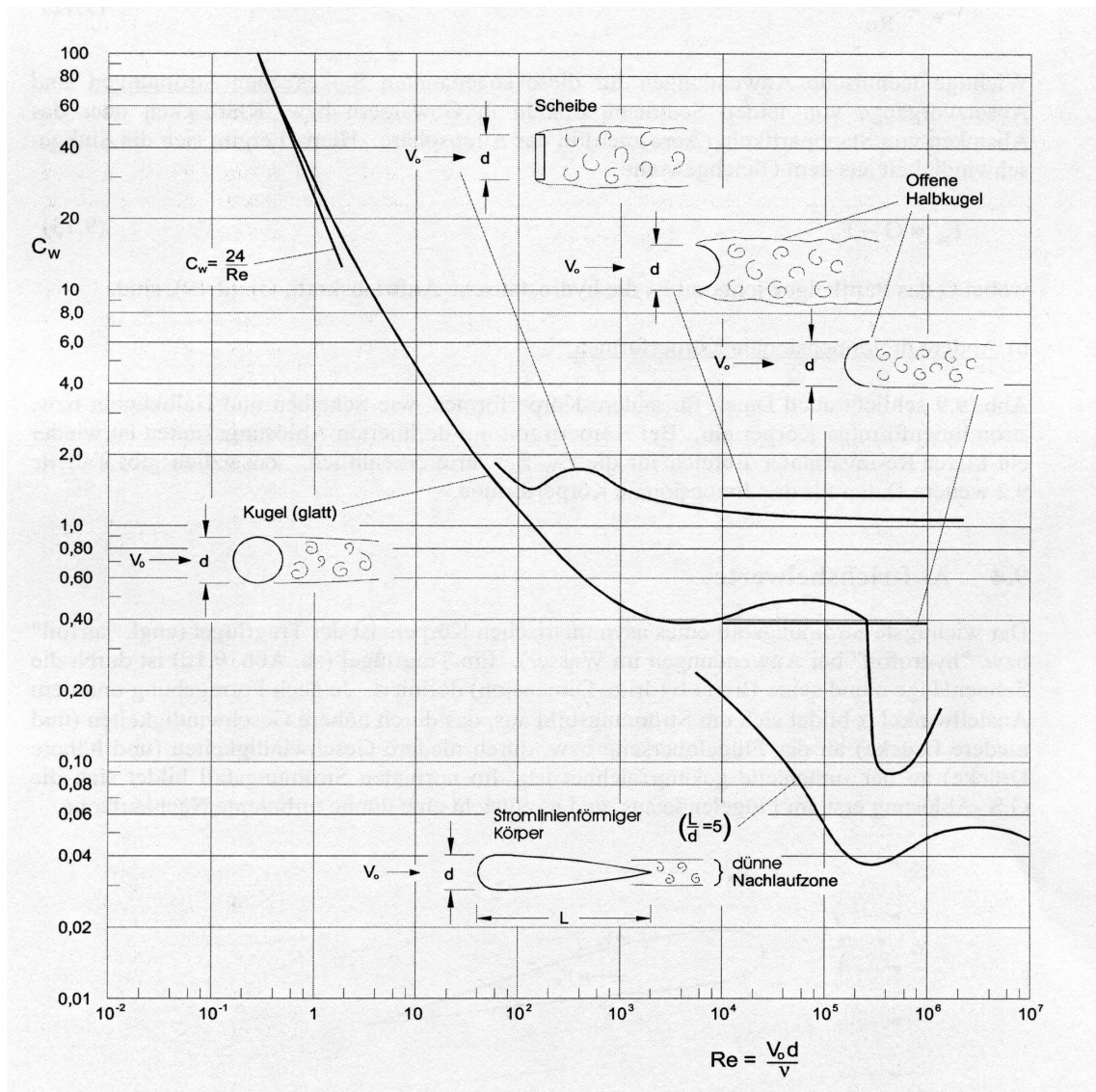


Abb. 2.1: Verlauf des Widerstandsbeiwertes über der Reynolds-Zahl für verschiedene 3D-Körper, aus JIRKA [23]



## 2.3 Bahnberechnung mit dem Volumenmodell

Erstreckt sich der Körper über mehrere Zellen hinweg, ist ein Punkt als Modellierung des Körpers nicht mehr geeignet, insbesondere wenn die Gradienten der Strömungsgrößen im Bereich des Körpers sehr groß werden, so daß die Stromfeldgrößen sich entlang der Oberfläche des Körpers stark ändern. Zudem läßt sich mit einem Punktmodell allein nicht ausreichend genau überprüfen, inwieweit die Größe eines Körpers die Wahrscheinlichkeit einer Kollision beeinflusst.

Für die Berechnung der Schwimmbahn eines Volumenkörpers werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Differenzgeschwindigkeit zwischen dem Körper und dem Fluid ist sehr klein.
- Der Körper besitzt zunächst einen vernachlässigbaren Reibungswiderstand gegenüber dem Fluid.
- Die Dichte entspricht der Dichte des umgebenden Fluids.
- Der Körper ist starr und besitzt keine Eigendynamik.

Der Einfluß des Reibungswiderstandes ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht berücksichtigt. Der Reibungswiderstand muß durch eine entsprechende Modellierung des Grenzschichtverhaltens beschrieben werden.

### 2.3.1 Aufbereitung des starren Körpers

Das Modell soll den Körper ausreichend geometrisch beschreiben und sein dynamisches Verhalten ausreichend wiedergeben.

Die geometrische Beschreibung des Körpers erfolgt mit einem dreidimensionalen Netz in einer H-Gitter-Struktur. Das Netz wird von drei Indexebenen i,j,k aufgespannt. Die Aufteilung des Volumens in Zellen erlaubt die numerische Berechnung des Trägheitsmoments für beliebige Körperformen und -positionen und verschiedene Bezugspunkte.

Implementiert werden folgende Modelle, siehe Abb. 2.2

- **Kugel:**

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1 \quad (2.22)$$

- **Ellipsoid:**

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (2.23)$$

- **Schichtweise aus Ellipsen:**

Die Halbachsen  $a$  und  $b$  werden über B-Splines entlang der  $z$ -Koordinate beschrieben

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad ; \quad z = \text{const} \quad (2.24)$$

Ein Ellipsoid stellt für einen stromlinienförmigen Körper wie den Fisch ein geeignetes Modell dar. Es kommt der natürlichen Form des Kernkörpers eines Fisches am nächsten, siehe auch Abb. 4.10. Die Flossen des Fisches werden als biegsam betrachtet und für die Rechnung vernachlässigt. Das fischähnliche Modell in Abb. 2.2 würde den Strömungswiderstand der Schwanzflosse bei einer passiven Bewegung überbewerten.

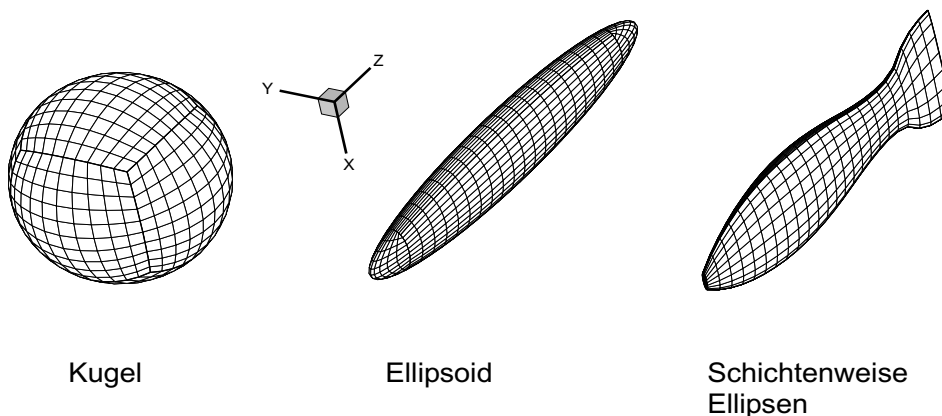


Abb. 2.2: Körpermodelle

### 2.3.2 Kinematik eines starren Körpers

Im folgenden Abschnitt sollen die Grundlagen für die Bewegung des Volumenkörpers im Raum hergeleitet werden. Die Kinematik beschreibt die Lage von Systemen im Raum, sowie die Lageänderung als Funktion der Zeit, siehe MAGNUS [27], SCHIEHLEN [43].

Die Bewegung eines starren Körpers wird beschrieben als eine Superposition der Translations- und der Rotationsbewegung.

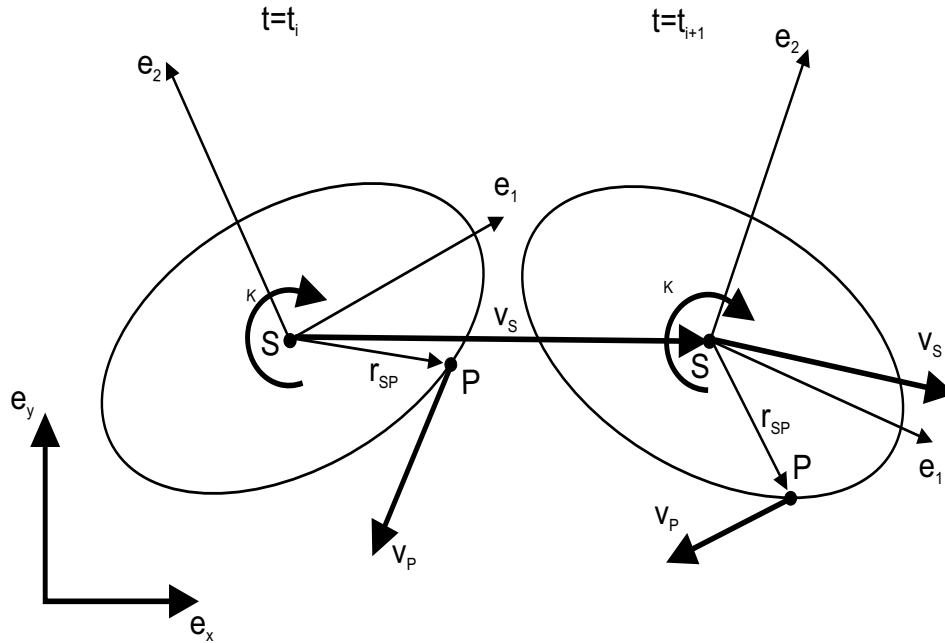


Abb. 2.3: Bewegung eines Starrkörpers

Für einen einzelnen Punkt  $P$  eines Starrkörpers ist die Geschwindigkeit bestimmt mit

$$\vec{v}_P = \vec{v}_S + \vec{\omega}_K \times \vec{r}_{SP} \quad , \quad (2.25)$$

wobei  $S$  einen allgemeinen körperfesten Bezugspunkt beschreibt, der in der Regel der Schwerpunkt des Körpers sein wird.

### Berechnung des Drehwinkels

Wie in ALLAN [2] und ZHANG [58] beschrieben, erfolgt die Berechnung der Lage des dreidimensionalen Körpers über eine Transformationsmatrix  $\mathbf{A}$ . Die Transformationsmatrix, der Drehtensor, überführt die Größen von einem Inertialsystem  $I$ , mit der Indizierung  $(x,y,z)$ , in das körperfeste Koordinatensystem  $K'$ , mit Indizierung  $(1,2,3)$ , siehe Abb. 2.3,

$$\vec{x}_{123} = \mathbf{A}\vec{x}_{xyz} \quad . \quad (2.26)$$

Die Transformationsmatrix besitzt die Eigenschaften einer Drehmatrix, siehe MEYBERG [29].

In MAGNUS [27] und SCHIEHLEN [43] werden drei Möglichkeiten vorgestellt, Drehungen zu berechnen, mit Hilfe von:

- neun Richtungscosinusfunktionen,
- vier Drehparametern,
- drei Drehwinkeln.

Für die Berechnung der Winkelposition wird jeweils eine Variante der beiden letzten Möglichkeiten herangezogen.

Die Initialisierung des Körpers, d.h. die Positionierung beim Start der Bahnberechnung, erfolgt mit Hilfe der Kardanwinkel  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , siehe Abb. 2.4. Kardanwinkel sind definiert als die Drehwinkel um die kartesischen Koordinatenachsen im Inertialsystem. Die Eulerwinkel sind Elementardrehungen um die Achsen des kartesischen Relativsystems.

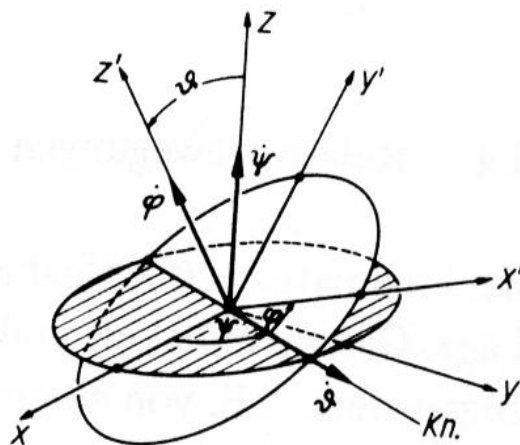


Abb. 2.4: Kardanwinkel und Eulerwinkel, aus MAGNUS [27]

In Abb. 2.4 sind die Winkel und ihre zugeordneten Achsen dargestellt. Die Gesamtdrehung wird gebildet aus Einzeldrehungen um die drei Achsen des Inertialsystems mit den jeweiligen Kardanwinkeln. Die Einzeldrehungen sind nicht kommutativ. Die Drehmatrix  $\mathbf{A}$  wird gebildet mit:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_x \mathbf{A}_y \mathbf{A}_z \quad , \quad (2.27)$$

wobei sich  $\mathbf{A}$  wie folgt ergibt:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos \beta \cos \gamma & -\cos \beta \sin \gamma & \sin \beta \\ \cos \alpha \sin \gamma & \cos \alpha \cos \gamma & -\sin \alpha \cos \beta \\ + \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma & -\sin \alpha \sin \beta \sin \gamma & \\ \sin \alpha \sin \gamma & \sin \alpha \cos \gamma & \cos \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \sin \beta \cos \gamma & +\cos \alpha \sin \beta \sin \gamma & \end{bmatrix} . \quad (2.28)$$

Die Kardanwinkel finden im beschriebenen Verfahren Verwendung zur Positionierung des Körpers beim Start der Berechnung.

Für die laufende Berechnung der Schwimmbahn ist es zweckmäßiger, auf Drehparameter zurückzugreifen. Die Drehparameter bestehen aus den Komponenten der Drehachse  $\vec{d} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$  als Einheitsvektor,  $|\vec{d}| = 1$ , und einem Drehwinkel  $\theta$ .

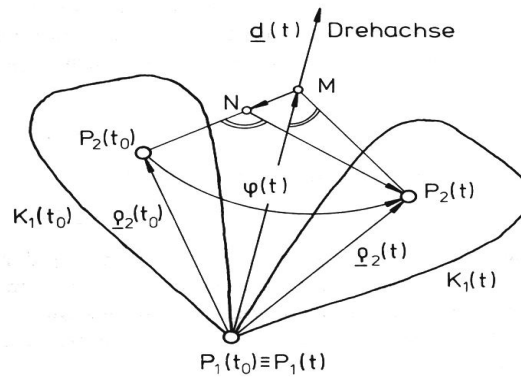


Abb. 2.5: Drehachse und Drehwinkel, aus SCHIEHLEN [43]

Der Übergang von den Kardanwinkeln bzw. der Transformationsmatrix  $\mathbf{A}$  zu den Drehparametern erfolgt nach MEYBERG [29] mit der Berechnung der Drehachse  $\vec{d}$

$$\vec{d} = \frac{1}{2 \sin \theta} \begin{pmatrix} a_{32} - a_{23} \\ a_{13} - a_{31} \\ a_{21} - a_{12} \end{pmatrix}, \text{ falls } \theta \neq \pi \quad (2.29)$$

und dem Drehwinkel  $\theta$

$$\cos \theta = \frac{1}{2} (\text{Spur } \mathbf{A} - 1) = \frac{1}{2} (a_{11} + a_{22} + a_{33} - 1) . \quad (2.30)$$

Sogenannte Quaternionen werden aus den Drehparametern nach Übergang zum halben Drehwinkel  $\theta/2$  gebildet. Die Drehparameter werden auch als Euler-Parameter bezeichnet, siehe MAGNUS [27], ALLAN [2]. Die Komponenten des Eulervektors  $\vec{\epsilon} = [\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4]$  werden wie folgt dargestellt:

$$\epsilon_1 = \lambda_1 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \epsilon_2 = \lambda_2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \epsilon_3 = \lambda_3 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \epsilon_4 = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad . \quad (2.31)$$

Die Transformationsmatrix wird gebildet mit Gleichung 2.31 nach ALLAN [2] zu

$$\mathbf{A} = 2 \begin{bmatrix} \epsilon_1\epsilon_1 + \epsilon_4\epsilon_4 & \epsilon_1\epsilon_2 - \epsilon_3\epsilon_4 & \epsilon_1\epsilon_3 + \epsilon_2\epsilon_4 \\ \epsilon_2\epsilon_1 + \epsilon_3\epsilon_4 & \epsilon_2\epsilon_2 + \epsilon_4\epsilon_4 & \epsilon_2\epsilon_3 - \epsilon_1\epsilon_4 \\ \epsilon_3\epsilon_1 - \epsilon_2\epsilon_4 & \epsilon_3\epsilon_2 + \epsilon_1\epsilon_4 & \epsilon_3\epsilon_3 + \epsilon_4\epsilon_4 \end{bmatrix} - \mathbf{E} \quad (2.32)$$

mit  $\mathbf{E}$  als der Einheitsmatrix.

Die Beziehung zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Körpers  $\omega$  und den Änderungen der Parameter des Eulervektors bzw. der Lage des Körpers im Raum lautet:

$$\begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_1 \\ \dot{\epsilon}_2 \\ \dot{\epsilon}_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \epsilon_4 & -\epsilon_3 & \epsilon_2 \\ \epsilon_3 & \epsilon_4 & -\epsilon_1 \\ -\epsilon_2 & \epsilon_1 & \epsilon_4 \\ -\epsilon_1 & -\epsilon_2 & -\epsilon_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} \quad . \quad (2.33)$$

Dieser Ausdruck liefert das Update, das die Transformationsmatrix während der Bahnberechnung nach einem Zeitschritt erfährt. Bei Verwendung eines expliziten Zeitschrittverfahrens kann die Ableitung in Gleichung 2.33 mit  $\dot{\vec{\epsilon}} = \frac{\vec{\epsilon}_{t+1} - \vec{\epsilon}_t}{\Delta t}$  diskretisiert werden. Die neue Position zum Zeitschritt  $t + 1$  wird explizit angegeben mit:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{1,t+1} \\ \epsilon_{2,t+1} \\ \epsilon_{3,t+1} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta t} \begin{bmatrix} \epsilon_{1,t} \\ \epsilon_{2,t} \\ \epsilon_{3,t} \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \epsilon_{4,t} & -\epsilon_{3,t} & \epsilon_{2,t} \\ \epsilon_{3,t} & \epsilon_{4,t} & -\epsilon_{1,t} \\ -\epsilon_{2,t} & \epsilon_{1,t} & \epsilon_{4,t} \\ -\epsilon_{1,t} & -\epsilon_{2,t} & -\epsilon_{3,t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_{x,t} \\ \omega_{y,t} \\ \omega_{z,t} \end{bmatrix} \quad . \quad (2.34)$$

Nach der Berechnung der neuen Drehparameter muß der Drehvektor normiert werden. Es gilt die Einschränkung, daß der Drehvektor ein Einheitsvektor ist,  $|\vec{d}| = 1$ . Somit muß gelten:

$$\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^2 + \epsilon_4^2 = 1 \quad . \quad (2.35)$$

Die translatorische Verschiebung erfolgt über eine Verschiebung des Schwerpunkts des Körpers als Bezugspunkt der Bewegung, siehe Abb. 2.3:

$$\vec{v}_S = \frac{d\vec{x}_S}{dt} \Rightarrow \vec{x}_{t+1} = \vec{x}_t + \Delta t \vec{v}_S \quad . \quad (2.36)$$

### 2.3.3 Kinetik

Die Kinetik beschreibt den Zusammenhang zwischen Kräften und Bewegungen, siehe MAGNUS [27]. Zunächst soll auf die Auswertung von Kräften und Momenten, die das Fluid auf den Körper ausübt, eingegangen werden. Anschließend wird die aus den Kräften und Momenten resultierende Bewegung beschrieben.

#### 2.3.3.1 Kräfte

Die auf umströmte Körper wirkende Kraft ist abhängig von der Form des Körpers. Nach SCHLICHTING [46] sind im wesentlichen das Verhalten der Grenzschicht, das Ablöseverhalten und das daraus resultierende Rezirkulationsgebiet hinter dem umströmten Körper entscheidend für die resultierende Kraft.

#### Modellierung der Kraftwirkung für das Fischmodell

Die Berechnung der Bewegung des Körpers soll ohne Rückwirkung des Körpers auf die Strömung erfolgen. Somit läßt sich die Bahnkurve aus einer vorhandenen Strömungslösung im Sinne eines Postprocessing ermitteln. Für die Auswertung werden die folgenden Annahmen getroffen:

- Die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Fluid und Körper sind vernachlässigbar klein,
- Die Umströmung des Körpers ist nicht vollständig symmetrisch, d. h. der Körper weicht dem Fluiddruck unmittelbar unter der Wirkung der an seinen Berandungen in tangentialer und normaler Richtung wirkenden Fluidkräften aus.

Die Reibungskraft, also die Kraftwirkung des Fluides in tangentialer Richtung zur Körperoberfläche, wird vernachlässigt. Nach RECHENBERG [37] besitzen Fische eine spezielle Schleimhaut, bestehend aus Molekülfäden, die den Reibwiderstand des Fisches in der Strömung erheblich reduziert. Bezüglich der Reibungskraft kann also bei Fischen nicht von einer klassischen „technischen“ Strömung ausgegangen werden.

### Berechnung der resultierenden Kraft

Wegen der Berechnung der Bewegung des Körpers als Postprocessing ohne Rückwirkung auf die Strömung ist die Umströmung des Körpers nicht bekannt. Die Druckverteilung um den Körper kann somit nicht ermittelt werden. Als Modell zur Ermittlung der Kraftwirkung auf den Körper wird die lokale Impulswirkung des Fluides an der Körperoberfläche über die Geschwindigkeitsdifferenz modelliert.

An einem Flächenelement  $d\vec{A}$  der Oberfläche des Fischkörpers werden die Strömungsgeschwindigkeiten nach Gleichung 2.68 interpoliert. Nach Abb. 2.6 wird die Fluidgeschwindigkeit in eine Normal- und eine Tangentialkomponente zerlegt. Die lokale Differenz

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}_{f,n} - \vec{v}_{P,n} \quad (2.37)$$

in Normalenrichtung zwischen Fluidgeschwindigkeit  $\vec{v}_f$  und der lokalen Körpergeschwindigkeit  $\vec{v}_P$  wird über Gleichung 2.38 und 2.39 als eine Impulskraft auf das Flächenelement  $d\vec{A}$  bewertet. Die Tangentialkomponente wird wegen der geringen Reibung vernachlässigt.

$$c_n dA = \Delta\vec{v} d\vec{A} \quad (2.38)$$

$$d\vec{F} = -\beta_f \rho_f \Delta\vec{v} c_n dA \quad (2.39)$$

Die Geschwindigkeit  $\Delta\vec{v}$  variiert an den Flächenelementen, da nicht nur die Transportgeschwindigkeit  $v_S$  des Körpers berücksichtigt wird, sondern auch die Drehgeschwindigkeit  $\omega_K$ , siehe Gleichung 2.25.

Die Randfläche des Fischkörpers wird also als Kontrollraum einer Fluidströmung betrachtet, siehe TRUCKENBRODT [52], SIGLOCH [47]. Zeigt der resultierende Geschwindigkeitsvektor  $\Delta\vec{v}$  auf das Flächenelement in Richtung des Körpers, überträgt das Fluid seinen Impuls auf den Körper. Ein vom Körper wegzeigender resultierender Geschwindigkeitsvektor ist physikalisch nicht möglich, er ist das Resultat der Modellierung und der Berechnung der Bahn des Körpers im Postprocessing. Unter der Annahme sehr kleiner Zeitschritte  $\Delta t$  und sehr kleiner Geschwindigkeitsdifferenzen wird in diesem Fall der von Körper wegzeigende Geschwindigkeitsvektor zu Null gesetzt. Er trägt nicht zur Kraftübertragung vom Fluid auf den Körper bei.



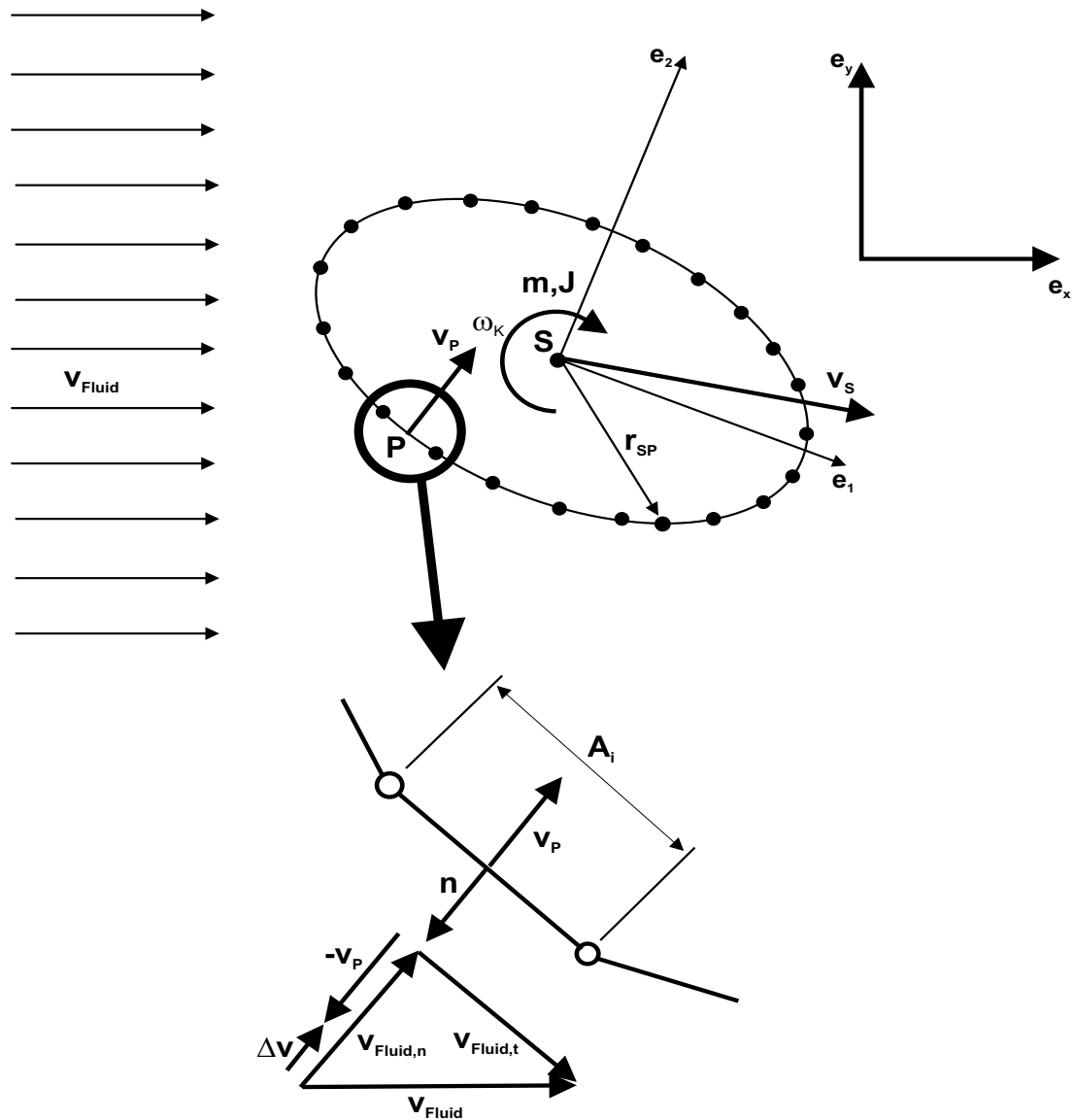


Abb. 2.6: Modellierte Kräfte und Momente auf den Starrkörper

Mit der Gleichung

$$\vec{F}_S = \int_A \beta_f \rho \Delta \vec{v} (\Delta \vec{v} d\vec{A}) \quad (2.40)$$

werden die Teilkräfte an jedem Körperpunkt für ein Flächenelement  $dA$  zu einer modellierten resultierenden Kraft  $\vec{F}_S$  integriert, die vom Fluid auf den Körper ausgeübt wird und im Körperschwerpunkt  $S$  angreift. Der Koeffizient  $\beta_f$  müsste durch eine gesonderte Berechnung der Umströmung des Körpers unter der Berücksichtigung der Wechselwirkungskräfte in Abhängigkeit von den eingehenden Parametern ermittelt

werden, was erst in einer weiteren Arbeit durchgeführt werden soll. Im Rahmen dieser Arbeit soll dieser Faktor als konstant angenommen und gleich 1 gesetzt werden, d. h.  $\beta_f = 1$ .

### Berechnung des resultierenden Moments

Das resultierende Moment erfolgt über die Integration der Teilmomente auf die Flächenelemente bezüglich des Massenmittelpunkts des Körpers. Ansonsten werden dieselben Annahmen wie für die Berechnung der Kräfte getroffen.

$$\vec{M}_S = \int_A \vec{r}_{SP} \times d\vec{F} \quad . \quad (2.41)$$

#### 2.3.3.2 Bewegung

Nach MAGNUS [27] können Bewegungen unter dem Einfluß beliebiger Kräftesysteme mit Hilfe des Impuls- und Drallsatzes berechnet werden. Zur Vereinfachung der Gleichungen wird dabei im körperfesten Bezugssystem gerechnet. Der Ursprung des körperfesten Bezugssystems ist dabei der Massenmittelpunkt  $S$ . Der Massenmittelpunkt für homogene Körper berechnet sich zu

$$\vec{r}_{OS} = \frac{1}{V} \int_K \vec{r}_{OK} dV \quad (2.42)$$

#### Translatorische Bewegung

Äußere, auf einen starren Körper einwirkende Kräfte bewirken eine Impulsänderung und damit eine Beschleunigung  $\vec{a}$  des Körpers. Für Körper mit konstanter Masse gilt:

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}_S) = m\vec{a}_S = \vec{F}_a \quad . \quad (2.43)$$

Gleichung 2.43 kann in einem expliziten Zeitschrittverfahren diskretisiert und damit die Bewegung berechnet werden.

#### Rotatorische Bewegung

Die Berechnung der rotatorischen Bewegung findet im körperfesten Relativ-Koordinatensystem statt. Alle Größen werden über die Drehmatrix  $\mathbf{A}$  vom Inertialsystem ins körperfeste Koordinatensystem transformiert. Im folgenden werden alle Größen im körperfesten Bezugssystem mit  $(1, 2, 3)$  und die Größen im Inertialsystem mit  $(x, y, z)$  bezeichnet

$$\frac{d\vec{L}_S}{dt} = \vec{M}_S \quad (2.44)$$

wobei  $\vec{M}_S$  als dem Moment und  $\vec{L}_S$  als Drall bezeichnet wird. Der Drall seinerseits wird bestimmt mit:

$$\vec{L}_S = \mathbf{I}_S \vec{\omega} \quad . \quad (2.45)$$

Der Trägheitstensor des Körpers  $\mathbf{I}$  wird wie folgt berechnet:

$$\mathbf{I}_S = \begin{bmatrix} I_{11} & -I_{12} & -I_{13} \\ -I_{12} & I_{22} & -I_{23} \\ -I_{13} & -I_{23} & I_{33} \end{bmatrix} , \quad (2.46)$$

worin sich die Koeffizienten folgendermaßen berechnen lassen:

$$\begin{aligned} I_{11} &= \int_K (y^2 + z^2) dm ; & I_{23} &= \int_K yz dm \\ I_{22} &= \int_K (z^2 + x^2) dm ; & I_{13} &= \int_K zx dm \\ I_{33} &= \int_K (x^2 + y^2) dm ; & I_{12} &= \int_K xy dm \end{aligned} \quad . \quad (2.47)$$

Das Hauptachsensystem wird definiert über die Eigenvektoren des Trägheitstensors. Im Hauptachsensystem hat der Trägheitstensor Diagonalgestalt. Die Nebendiagonalelemente, die Deviationsmomente, verschwinden. Der Trägheitstensor ist im körperfesten Koordinatensystem eine zeitinvariante Größe. Die Trägheitsmatrix hat die Form:

$$\mathbf{I}_S = \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \quad . \quad (2.48)$$

Die Bewegungsgleichungen der Rotation lauten somit:

$$\begin{aligned} M_1 &= I_1 \dot{\omega}_1 - (I_2 - I_3) \omega_2 \omega_3 \quad , \\ M_2 &= I_2 \dot{\omega}_2 - (I_3 - I_1) \omega_3 \omega_1 \quad , \\ M_3 &= I_3 \dot{\omega}_3 - (I_1 - I_2) \omega_1 \omega_2 \quad . \end{aligned} \quad (2.49)$$

Nach Linearisierung und Diskretisierung um die aktuelle Winkelgeschwindigkeit hat sie folgende Form:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\Delta t}\omega_1 - k_1\omega_2 - k_1\omega_3 &= \frac{M_1}{I_1} + \frac{\omega_{1,0}}{\Delta t} - k_1\omega_{2,0}\omega_{3,0} \quad , \\
-k_2\omega_1 + \frac{1}{\Delta t}\omega_2 - k_2\omega_3 &= \frac{M_2}{I_2} + \frac{\omega_{2,0}}{\Delta t} - k_2\omega_{3,0}\omega_{1,0} \quad , \\
-k_3\omega_1 - k_3\omega_2 + \frac{1}{\Delta t}\omega_3 &= \frac{M_3}{I_3} + \frac{\omega_{3,0}}{\Delta t} - k_3\omega_{1,0}\omega_{2,0} \quad .
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Das Gleichungssystem der Form  $\mathbf{A}^*\vec{x} = \vec{b}$  mit einer invertierbaren Matrix  $\mathbf{A}^* = (\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n)$  läßt sich mit der Cramer-Regel in einfacher Weise lösen, siehe MEYBERG [29]:

$$x_i = \frac{1}{\det\mathbf{A}^*} \det(\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_{i-1}, \vec{b}, \vec{a}_{i+1}, \dots, \vec{a}_n) \quad . \tag{2.51}$$

Jede Drehmatrix ist invertierbar und besitzt eine Determinante mit dem Betrag  $\det\mathbf{A}^* = 1$ .

Zur Vereinfachung erfolgen die Berechnungen der Trägheitsmomente und der Geschwindigkeitsänderungen im körperfesten Koordinatensystem  $(1, 2, 3)$ . Dies hat zudem den Vorteil, daß der Trägheitstensor nur zu Beginn der Berechnung einmal ausgewertet werden muß.

Über eine Koordinatentransformation  $\mathbf{A}$  werden die im körperfesten Koordinatensystem berechneten Größen, wie das Moment  $\vec{M}_S$  und der Drehvektor  $\vec{\omega}$ , ins inertielle Koordinatensystem überführt und umgekehrt:

$$\begin{aligned}
\vec{M}_{1,2,3} &= \mathbf{A} \vec{M}_{x,y,z} \quad , \\
\vec{\omega}_{1,2,3} &= \mathbf{A} \vec{\omega}_{x,y,z} \quad .
\end{aligned} \tag{2.52}$$

Die Berechnung eines Zeitschrittes erfolgt also in der Weise, daß zunächst im Inertial-Koordinatensystem die Größen für das auf den Körper wirkende Moment  $M_S$  aufgenommen werden und dieses zusammen mit dem aktuellen Drehvektor  $\vec{\omega}$  in das körperfeste Koordinatensystem übertragen wird. Dort wird nach Gleichung 2.50 der Drehvektor des neuen Zeitschrittes bestimmt und wieder ins Inertialsystem zurücktransformiert.

## 2.4 Kollisionsbehandlung

Kollisionen mit Bauteilen der Turbine sind bereits als eine der wesentlichen Ursachen für Verletzungen von Fischen während der Turbinenpassage erkannt worden. Mit Hilfe eines Kollisionsmoduls soll der Verlauf der Kollision und der weitere Weg nach einer Kollision vorhergesagt werden. Insbesondere sollen aus der Kollision Informationen über die Schwere der Verletzungen gewonnen werden.

Die Behandlung der Kollisionen starrer Körper findet im wesentlichen im Zusammenhang mit der VR und den Simulationen in der Robotertechnik Anwendung. Bei der Berechnung von Kollisionen starrer Körper unterscheidet die Literatur restriktive Verfahren, siehe BARAFF [4], und impulsbasierte Verfahren, siehe MIRTICH [30].

Restriktive Verfahren basieren auf der Berechnung der Bewegung des Körpers mit eingeschränktem Freiheitsgrad einzelner Körperpunkte. Dies führt jedoch zu großen Gleichungssystemen, siehe BARAFF [4], die sehr aufwendig zu lösen sind.

Die impulsbasierte Kollisionsberechnung basiert auf der Berechnung eines Impulses  $\vec{p}$ , der der Kollisionsbewegung entgegenwirkt.

Für die Kollisionsberechnung im Zusammenhang mit dem Fischdurchgang wird das impulsbasierte Verfahren verwendet. Gründe hierfür sind zum einen die kurze Rechenzeit für die Kollisionsbewegung, zum anderen sind verschiedene Parameter aus der klassischen Kollisionsberechnung und der Berechnung der Reibungskraft anwendbar. Nach MIRTICH [30] vereint das Modell physikalische Genauigkeit mit einer Berechnung in Echtzeit, computational efficiency.

### Kollisionsberechnung

Die impulsbasierte Kollisionsberechnung folgt der Vorstellung, daß ein Impuls  $\vec{p}$  aufgebracht werden muß, um zu verhindern, daß während der Kollisionsphase ein Körper in den anderen eindringt. Eine Kollision erfolgt in der Regel in zwei Phasen, einer Kompressionsphase und einer Restitutionsphase, siehe Abb. 2.7.

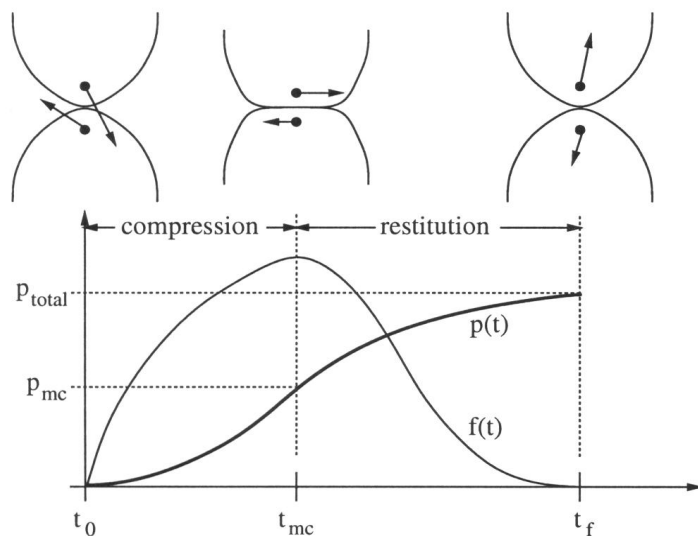


Abb. 2.7: Phasen einer Kollision aus MIRTICH [30]

Für die Kollision gelten folgende Annahmen, siehe auch MIRTICH [30]:

- Infinitesimal kleine Kollisionszeiten: Die Kollisionsdauer soll als sehr klein gegenüber der merklichen Bewegung des Körpers sein. So können die Positionen der Körper während der Kollisionsphase als unverändert zueinander betrachtet werden und die Wirkung auf einen Körper kann durch einen Impuls beschrieben werden, der eine sofortige Änderung der translatorischen und rotatorischen Bewegung bewirkt. Die kurze Kollisionsdauer darf aber nicht als Diskretisierung der Kollision verstanden werden. Vielmehr soll die Kollision wie durch ein „Vergrößerungsglas“ betrachtet werden, um das Kollisionsverhalten genauer zu studieren.
- Poissonsche Hypothese:

$p_{total}$  ist die Größe der Normalkomponente des Impulses, den ein Körper auf den Kollisionspartner während der Kollisionsphase ausübt.  $p_{mc}$  ist der Impuls, den ein Körper auf den anderen während der maximalen Kompressionsphase ausübt.

$$p_{total} = (1 + \epsilon)p_{mc} \quad . \quad (2.53)$$

Der Faktor  $\epsilon$  beschreibt, inwieweit der Bewegungszustand nach der Kollision wiederhergestellt wird.  $\epsilon = 0$  beschreibt die plastische Kollision und  $\epsilon = 1$  die vollelastische Kollision.

- Coulombsche Reibung:

Gleiten die Körper aneinander, so wird je nach Beschaffenheit der Oberflächenstruktur und in Normalenrichtung wirkender Kraft  $F_n$  eine Kraft  $F_t$  in tangentialer Richtung übertragen,

$$|F_t| \leq \mu |F_n| \quad . \quad (2.54)$$

Die Berechnung der Kollision erfolgt in einem eigenen Kollisions-Koordinatensystem. Die z-Achse dieses Koordinatensystems steht senkrecht auf der gemeinsamen Kollisionsebene, die über eine gemeinsame Fläche beider Kollisionspartner im Kollisionspunkt bestimmt wird, siehe Abb. 2.8.

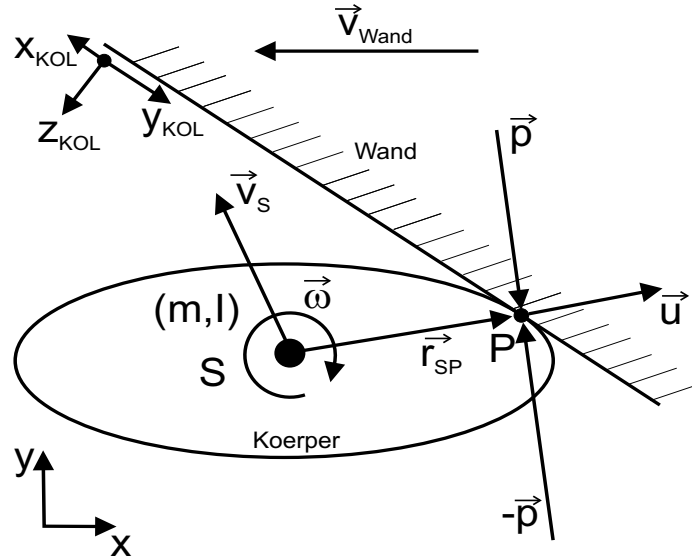


Abb. 2.8: Kollision von Starrkörpern

Die Kollisionsgeschwindigkeit wird bestimmt als Relativgeschwindigkeit des Körpers K gegenüber der Wand W im Kollisionskoordinatensystem. Für den Kontaktpunkt wird die Kontaktgeschwindigkeit der Körper bestimmt mit

$$\vec{u}_i = \vec{v}_i + \vec{\omega}_i \times \vec{r}_i, \quad (2.55)$$

so daß die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Körpern

$$\vec{u} = \vec{u}_K - \vec{u}_W \quad (2.56)$$

ist. Ist  $u_{z,KOL} < 0$ , muß ein Impuls aufgebracht werden, um ein weiteres Eindringen der Körper zu unterbinden. Ist  $u_{z,KOL} > 0$ , bewegen sich die Körper voneinander weg.

Als skalarer Kollisionsparameter  $\gamma$  wird nach MIRTICH [30] der Impuls normal zur Kollisionsfläche  $\gamma = p_{z,KOL}$  gewählt. Der Parameter soll als Integrationsparameter einen Wertebereich  $\gamma > 0$  aufweisen. Die Änderung des Kontaktpunktes kann dann mit

$$\Delta \vec{u}_K(\gamma) = \vec{u}_K(\gamma) - \vec{u}_K(0) = \Delta \vec{v}_K + \Delta \vec{\omega}_K \times \vec{r}_K \quad (2.57)$$

beschrieben werden. Unter der Voraussetzung, daß  $\vec{r}_{SP}$  während des Kollisionsvorgangs konstant bleibt, können die Geschwindigkeiten des Körpers abhängig vom Kollisionsimpuls beschrieben werden:

$$\Delta \vec{v}_K(\gamma) = \frac{1}{m_K} \vec{p}(\gamma) \quad (2.58)$$

$$\Delta \vec{\omega}_K(\gamma) = \mathbf{I}_K^{-1} [\vec{r}_K \times \vec{p}(\gamma)] . \quad (2.59)$$

Damit ergibt sich für den Kollisionspunkt:

$$\Delta \vec{u}_K(\gamma) = \left[ \frac{1}{m_K} \mathbf{E} - \mathbf{r}_K^\times \mathbf{I}_K^{-1} \mathbf{r}_K^\times \right] \vec{p}(\gamma) . \quad (2.60)$$

Unter der Annahme, daß der Körper klein im Vergleich zu den Abmessungen der Wand ist, kann davon ausgegangen werden, daß die Geschwindigkeitsänderung  $\Delta \vec{u}_W$  durch den Gegenimpuls  $-\vec{p}$  auf die Wand vernachlässigbar ist. D.h. eine Änderung der Relativgeschwindigkeit  $\Delta \vec{u}$  ist allein durch die Geschwindigkeit des Körpers, d. h. des Fisches, bestimmt. Somit erhält man:

$$\vec{u}'(\gamma) = \mathbf{M} \vec{p}'(\gamma) \quad (2.61)$$

mit

$$\vec{p}' = \frac{\partial \vec{p}}{\partial p_{z,KOL}} . \quad (2.62)$$

Die beiden ersten Komponenten der Relativgeschwindigkeit  $\vec{u}$  beschreiben als Tangentialkomponenten die Gleitbewegung der Körper zueinander. Mit  $\theta(\gamma) = \arg(u_x + iu_y)$  als den Winkel der Relativbewegung in der Kollisionsebene und  $\gamma = p_{z,KOL}$  gilt:

$$\vec{p}' = \begin{bmatrix} -\mu \cos \theta \\ -\mu \sin \theta \\ 1 \end{bmatrix} . \quad (2.63)$$

Mit Gleichung 2.63 in 2.61 gilt für die gleitende Bewegung folgende nichtlineare Differentialgleichung

$$\begin{bmatrix} u'_{x,KOL} \\ u'_{y,KOL} \\ u'_{z,KOL} \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} -\mu \frac{u_{x,KOL}}{\sqrt{u_{x,KOL}^2 + u_{y,KOL}^2}} \\ -\mu \frac{u_{y,KOL}}{\sqrt{u_{x,KOL}^2 + u_{y,KOL}^2}} \\ 1 \end{bmatrix} . \quad (2.64)$$

Zwischen  $\vec{p}$  und  $\Delta \vec{u}$  besteht über die Massenmatrix  $\mathbf{M}$  ein linearer Zusammenhang.

Die Berechnung der Kollision erfolgt in zwei Schritten:



- Aus einer Startlösung mit der Relativgeschwindigkeit  $\vec{u}$  vor der Kollision, mit  $u_{z,KOL} < 0$ , wird die Gleichung 2.64 solange integriert, bis die Normalkomponente der Relativgeschwindigkeit verschwindet, d. h. die Körper nicht mehr eindringen. Mit  $u_{z,KOL} = 0$  wird der Punkt der maximalen Kompression während der Kollision erreicht. Mit Gleichung 2.61 wird der Impuls  $p_{mc}$  bestimmt. Das Integrationslimit wird über die Normalkomponente dieses Impulses errechnet mit  $\gamma_f = (1 + \epsilon)p_{z,KOL}$
- Im zweiten Schritt wird die Gleichung 2.64 weiter integriert, bis die Normalkomponente  $p_{z,KOL}$  das Limit  $\gamma_f$  erreicht.

Eine Bewegung entlang einer Wand wird durch eine Kette von sog. Mikrokollisionen verwirklicht.

## 2.5 Implementierung

Im folgenden Abschnitt sollen die Programmstruktur und die im Programm verwendeten Algorithmen ausführlicher erläutert werden.

### 2.5.1 Ablaufdiagramm

In Abb. 2.9 ist das Programmsystem mit den verschiedenen Algorithmen zur Berechnung des Fischdurchgangs als Ablaufdiagramm dargestellt.

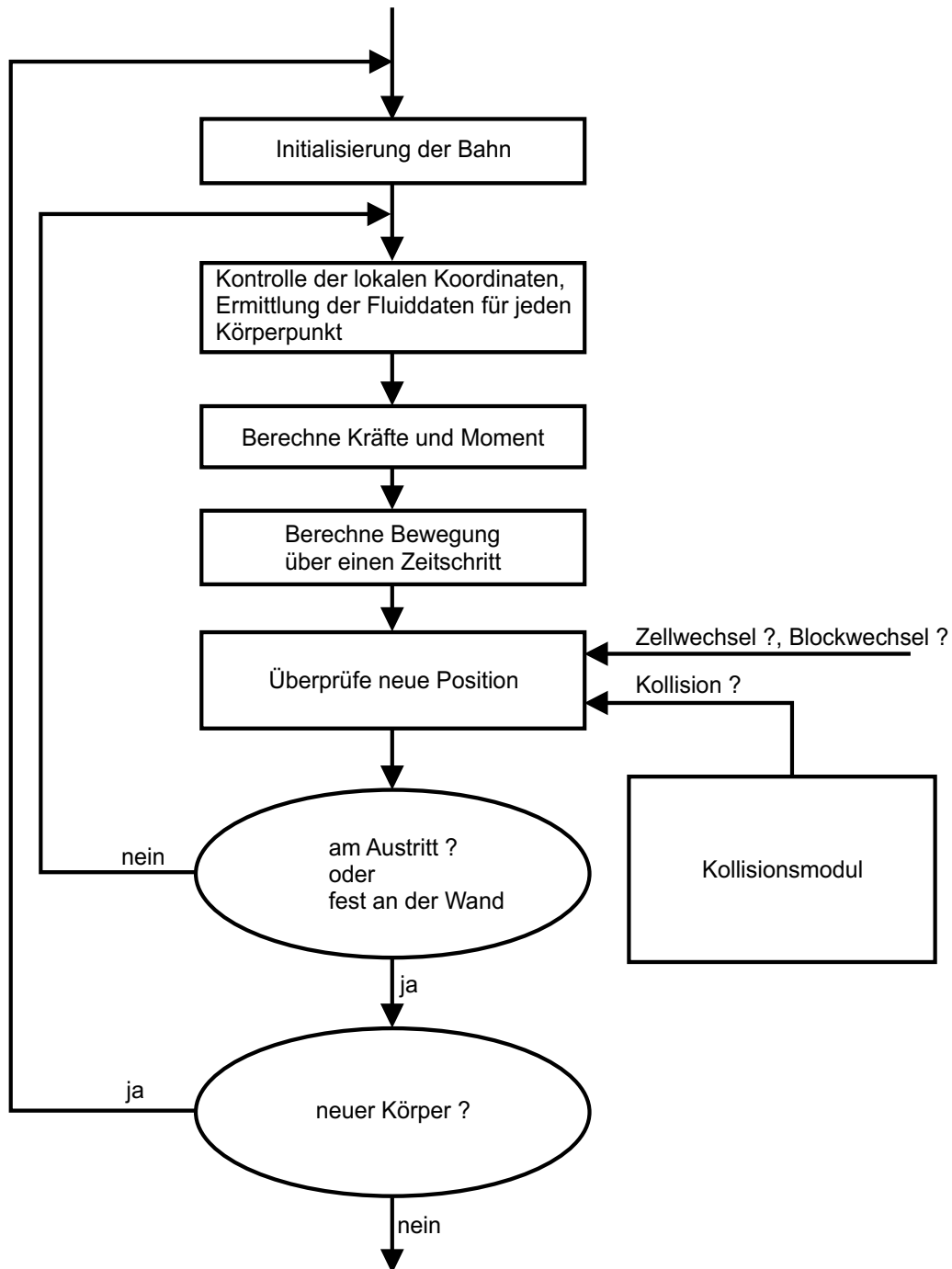


Abb. 2.9: Ablaufdiagramm zur Berechnung des Fischdurchganges

## 2.5.2 Globale und lokale Koordinaten

Die Integration der Bewegung wird auf der Basis von lokalen Zellkoordinaten durchgeführt. Dies gilt für das Punktmodell, siehe auch WEBER [56], ebenso wie für den

Schwerpunkt und die Hüllflächenpunkte des Volumenmodells. Der Ort eines Körperpunktes ist über seine kartesischen Koordinaten  $x, y, z$  oder über seinen aktuellen Block  $l$ , die aktuelle Zelle  $ijk$  bzw.  $(i, j, k)$  und seine lokalen Koordinaten  $(r, s, t)$  eindeutig definiert, siehe Abb. 2.10.

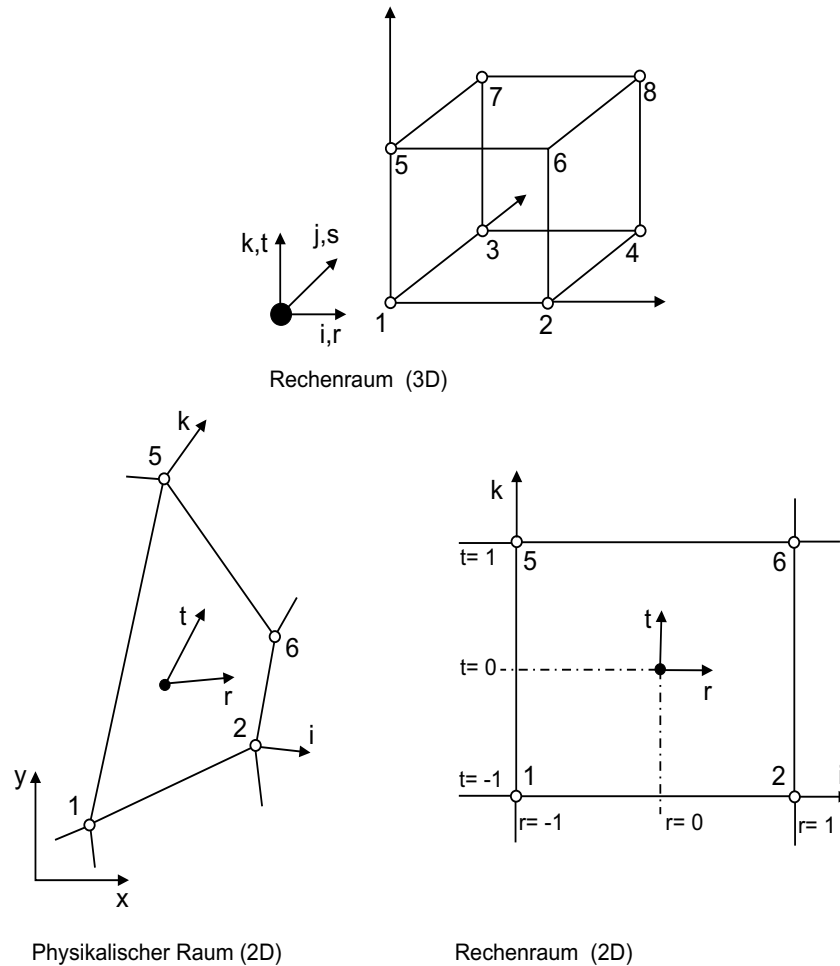


Abb. 2.10: Schematische Darstellung der Formfunktion und der lokalen Koordinaten am Kontrollvolumen

Der Ort des Körperpunktes lässt sich abhängig von den Eckpunkten seiner aktuellen Rechenzelle und von sogenannten Formfunktionen beschreiben mit:

$$\vec{x}(r, s, t) = \sum_{j=1}^8 N_j \vec{x}_j \quad . \quad (2.65)$$

Die lokalen Koordinaten beschreiben im transformierten Raum einen Einheitswürfel mit dem Wertebereich

$$-1.0 \leq r, s, t \leq 1.0 \quad . \quad (2.66)$$

Die Formfunktionen  $N_j$  sind Linearkombinationen der lokalen Zellkoordinaten und gewichten die Eckpunkte der jeweiligen Zelle:

$$\begin{aligned} N_1 &= 0.125(1-r)(1-s)(1-t) \quad , \\ N_2 &= 0.125(1+r)(1-s)(1-t) \quad , \\ N_3 &= 0.125(1-r)(1+s)(1-t) \quad , \\ N_4 &= 0.125(1+r)(1+s)(1-t) \quad , \\ N_5 &= 0.125(1-r)(1-s)(1+t) \quad , \\ N_6 &= 0.125(1+r)(1-s)(1+t) \quad , \\ N_7 &= 0.125(1-r)(1+s)(1+t) \quad , \\ N_8 &= 0.125(1+r)(1+s)(1+t) \quad . \end{aligned} \quad (2.67)$$

Die Beschreibung der Position in lokalen Koordinaten läßt sich nutzen für die Bestimmung der:

- Position innerhalb einer Zelle, insbesondere für den Test, ob sich ein Punkt nach einer Positionsänderung noch in der Zelle befindet. Jeder Punkt, der lokale Koordinaten außerhalb des Wertebereichs, siehe Gl. 2.66, besitzt, befindet sich nicht mehr in der Zelle.
- Fluidgrößen  $u, v, w, p, k$  und  $\varepsilon$  im Rechenpunkt. Die lokalen Koordinaten übernehmen die Funktion von Gewichtungsfunktionen.
- Position des Übergangs beim Wechsel von einer Zelle zur nächsten.
- Position des Übergangs beim Wechsel von einem Block zum nächsten.

Die Fluidgrößen werden für jeden Rechenpunkt mit der trilinearen Interpolation an der aktuellen Position ermittelt, z. B. für die Geschwindigkeit in z-Richtung:

$$w(r, s, t) = \sum_{j=1}^8 N_j w_j \quad . \quad (2.68)$$

Die Berechnung der Bewegung erfolgt über die Gleichungen 2.18 und 2.36 im lokalen Koordinatensystem. Die aktuelle Geschwindigkeit wird mit

$$\frac{d(r, s, t)}{dt} = \frac{dx_i}{dt} \frac{d(r, s, t)}{dx_i} = \frac{dx_i}{dt} \left( \sum_j \frac{dN_j}{d(r, s, t)} x_j \right)^{-1} \quad (2.69)$$

in das lokale Koordinatensystem transformiert und dann integriert.

### 2.5.3 Übergabe an den Zell- und Blockgrenzen

Die Beschreibung in lokalen Koordinaten erlaubt die Berechnung der Bewegung über Zell- und Blockgrenzen des Rechnernetzes hinweg. Jede Zelle besitzt Informationen über die Randbedingung seiner Zellflächen. Innerhalb eines Blockes sind es die Informationen über die jeweilige Nachbarzelle. An den Rändern kennen die Zellen den Typ ihrer Randbedingung. Über die Randbedingungen jedes Einzelblocks, die für jeden Block vorgeschrieben werden, kann über die weitere Bahnberechnung bei Erreichen dieses Randes während der Integration entschieden werden.

#### Zellübergang

Die Berechnung erfolgt im lokalen Koordinatensystem der jeweiligen Zelle. Findet während der Bahnberechnung ein Wechsel der Zelle statt, so wird die neu berechnete Koordinate in der neuen Zelle auf den Schnittpunkt des Bahnabschnitts mit der Zellfläche, i.e.  $r = 1$  oder  $r = -1$  oder  $s = 1$  oder  $s = -1$  oder  $t = 1$  oder  $t = -1$ , interpoliert, siehe Abb. 2.11. Beim Volumenmodell wird die aktuelle Drehbewegung um  $\Delta t' = \left(1 - \frac{r_i - r_o}{r'_n - r_o}\right) \Delta t$  zurückgesetzt.

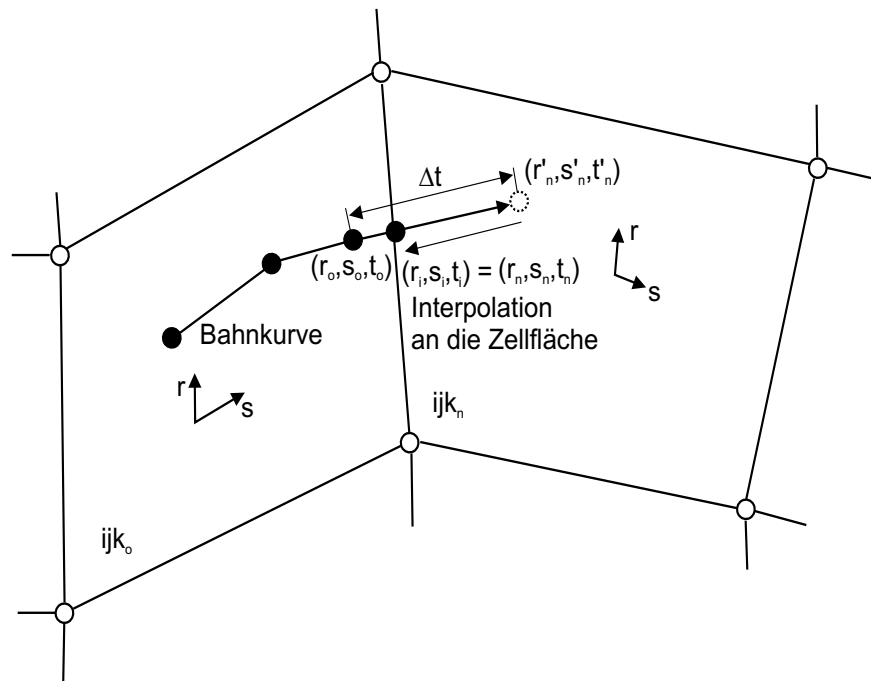


Abb. 2.11: Übergang beim Wechsel einer Zelle



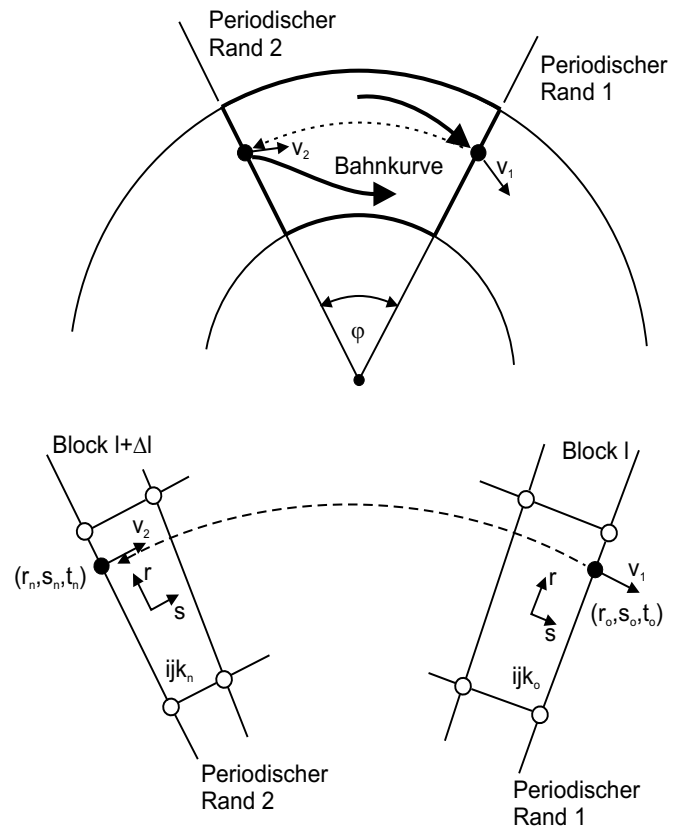


Abb. 2.13: Übergang bei periodischen Interfaces

## Rotating Interface

An drehenden Interfaces, d.h. an Interfaces zwischen einem stehenden und einem drehenden Koordinatensystem, wird der Austrittswinkel  $\varphi$  aus dem aktuellen Block berechnet. Für den dazu passenden Eintrittspunkt auf der gegenüberliegenden Seite wird dann, unter der Bedingung des gleichen Winkels  $\varphi_i = \varphi_n$  und Radius  $r_i = r_n$  eines Zylinderkoordinatensystems mit der z-Achse als Rotationsachse, die passende Eintrittszelle gesucht. Die lokalen Koordinaten des Eintrittspunktes werden interpoliert.

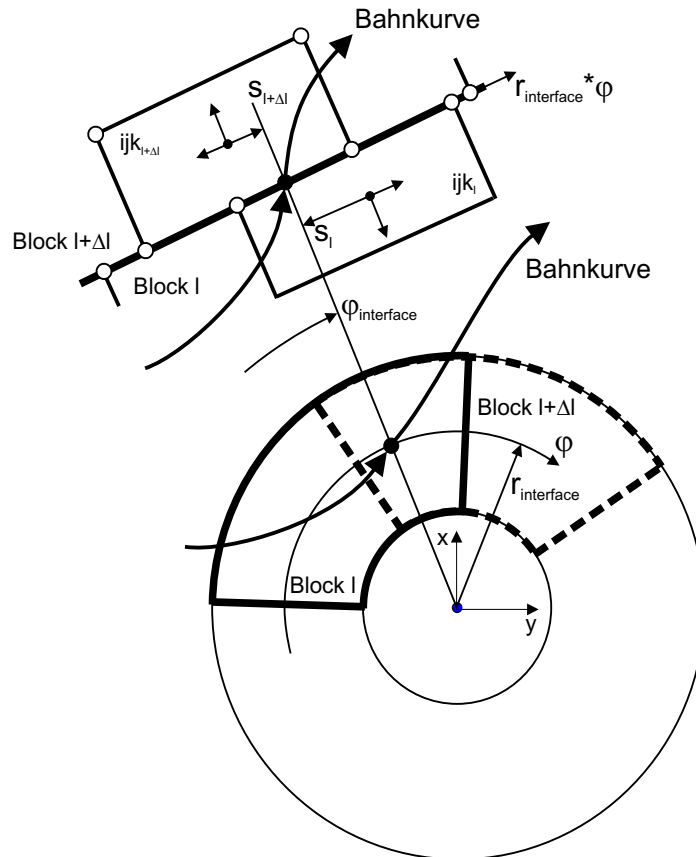


Abb. 2.14: Übergang bei „rotating interfaces“

## Rotating Interface periodisch

Bei der Berechnung der instationären Strömung durch das Leitrad und das Laufrad wird der rotierende Teil der Geometrie, der aus zwei periodischen Elementen besteht, nach jedem Zeitschritt um den Winkel  $\varphi_{rot} = \omega \Delta t$  gedreht. Bei der Berechnung der Schwimmbahn durch die Schnittstelle muß zur Berechnung des Eintrittspunktes in den neuen Block der Zeitpunkt des Übergangs bekannt sein. Aus den Startrandbedingungen des Bahnverlaufs und der Strömungslösung kann die Stellung der Turbine



zum Zeitpunkt des Blockübergangs berechnet werden. Der Eintrittspunkt muß gegebenenfalls um eine oder mehrere periodische Teilungen gedreht werden, um die Position des Eintritts in das Rechnetz des nächsten Blocks zu finden.

## Wände

Das Überschreiten einer Zellfläche mit einer Wandrandbedingung führt zur Kollisionsbehandlung nach Kap. 2.4 und 2.5.6

### 2.5.4 Positionsbestimmung

Die Position der Hüllflächenpunkte des Volumenkörpers nach einem Zeitschritt wird durch die neue Position des Schwerpunktes im Inertialkoordinatensystem  $(x_S, y_S, z_S)$  und die überlagerte Rotationsbewegung als Koordinatenpunkt im Inertialkoordinatensystem  $(x_{P_i}, y_{P_i}, z_{P_i})$  berechnet. Die nachträgliche Berechnung der lokalen Koordinaten  $(r_{P_i}, s_{P_i}, t_{P_i})$  ist zum einen notwendig für eine Kollisionsdetektion und bereitet zugleich den Volumenkörper für den nächsten Zeitschritt vor. Mit Hilfe der lokalen Koordinaten kann dann, ähnlich wie bei der Berechnung des Schwerpunktes, der Übergang zu einer neuen Zelle oder der Übergang zu einem neuen Block für jeden Punkt der Hüllfläche festgestellt werden. So stehen für den nächsten Zeitschritt bereits alle Informationen über Block, Zelle und lokale Koordinaten zur Verfügung, um an der neuen Position die Stromfeldgrößen zu ermitteln. Eine Interpolation der neuen Koordinaten an die Eintrittsflächen der Zelle, wie für den Schwerpunkt, erfolgt für die Hüllflächenpunkte nicht. Hier geht es lediglich um die Feststellung der aktuellen Position.

Somit kann eine zeitraubende Suche nach der aktuellen Zelle für jeden Zeitschritt entfallen. Dadurch wird die Zeitdauer für die Berechnung einer Schwimmbahn erheblich herabgesetzt.

In gleicher Weise wird bei der Positionsbestimmung nach der Rotation des rotierenden Teils der Geometrie vorgegangen. Bei einer Rotation wird die Geometrie mit allen Stromfeldgrößen bei festgehaltener Körperposition gedreht. Die Position der lokalen Koordinaten und die der globalen Koordinaten stimmen nun nicht mehr überein. Eine Pseudo-Bewegung des Punktes in relativen Koordinaten  $(r, s, t)$  als Bewegung zwischen dem physikalischen Punkt  $(x_2, y_2, z_2)$  nach der Drehung zur tatsächlichen Position, die durch die globalen Koordinaten  $(x, y, z)$  gegeben ist, führt den Punkt wieder zu seiner ursprünglichen Position zurück.

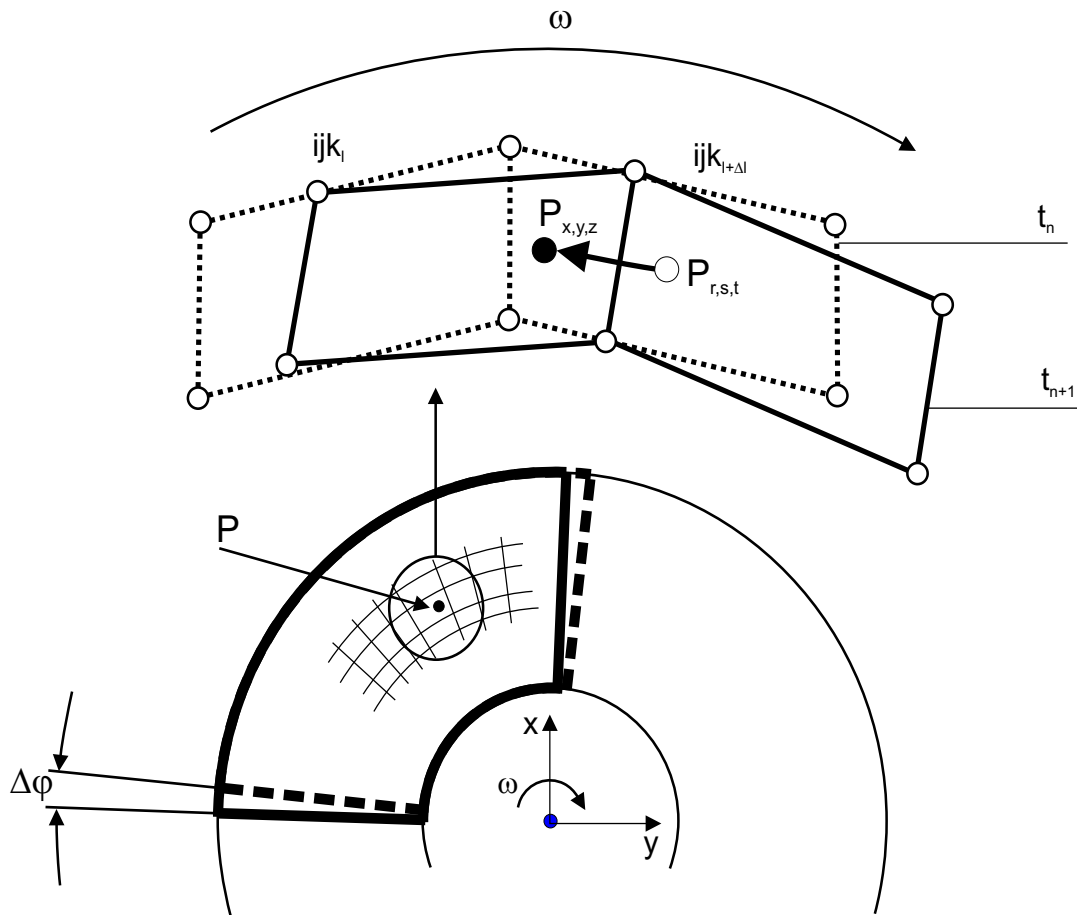


Abb. 2.15: Bestimmung der lokalen Koordinaten nach einer Rotationsbewegung

### 2.5.5 Speicherverwaltung

Für die Berechnung des Durchgangs durch die ganze Turbine muß die Speicherverwaltung neu organisiert werden. Neben den allgemeinen Variablen und den Bahndaten müssen noch zusätzlich ca. 2 Millionen Punkte des Rechnernetzes der Maschine mit den erforderlichen Informationen über Koordinaten, Geschwindigkeiten und Druck sowie Turbulenzgrößen, turbulente kinetische Energie und Dissipationsrate, abgespeichert werden. Für die Berechnung der Bahnkurve muß jedoch nicht das ganze Netz in den Speicher geladen werden.

Die Blöcke der Geometrie werden zu Speichergruppen zusammengefaßt, die sich überlappen dürfen. Verläßt der Körper während des Bahnverlaufs den aktuellen Speicherbereich, wird der neue Speicherbereich in den Speicher des Rechners geladen. Für das Volumenmodell ist ein Überlappen der Speicherbereiche aus Gründen der Performance zu empfehlen, so daß der Körper sich immer vollständig in einem Speicherbereich befindet.

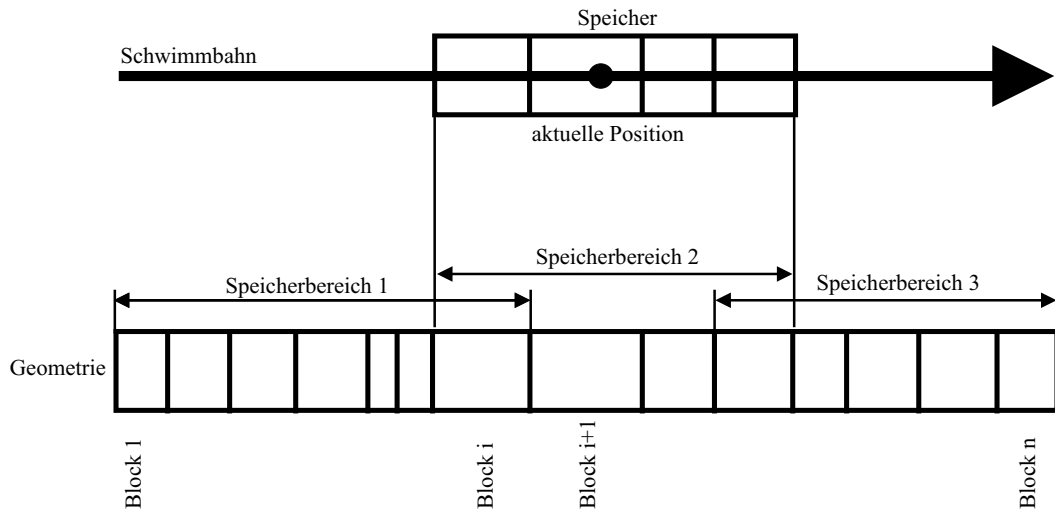


Abb. 2.16: Schematische Darstellung der Speicherverwaltung

Um im Rechner Speicherplatz einzusparen, sind die Blöcke nicht als mehrdimensionale Arrays abgespeichert, sondern als eindimensionale Arrays, die über die Schreibweise für den Indextripel  $i,j,k$ ,

$$\begin{aligned}ijk &= lk(k) + li(i) + j \quad , \\lk(k) &= (k - 1) i_{max} j_{max} \quad , \\li(i) &= (i - 1) j_{max} \quad ,\end{aligned}\tag{2.70}$$

angesprochen werden, siehe PERIC [13].

Als Erweiterung dazu werden die Blöcke in ähnlicher Weise hintereinander angeordnet, siehe Abb. 2.17. Ein Gitterpunkt bzw. eine Zelle wird mit einem globalen Index  $ijk$  und einem lokalen Index  $ijk_l$  für den aktuellen Block angesprochen:

$$ijk = ijk_l + \sum_{i=1}^{l-1} n_i j k_i \quad .\tag{2.71}$$

Durch diese Maßnahme ist es möglich, die in Kap. 4 vorgestellten Ergebnisse der Bahnberechnung auf einem einzelnen PC mit ca. 1.5 GByte RAM zu berechnen. Die Berechnung der Strömungslösung jedoch erfordert weiterhin ein größeres PC-Cluster.

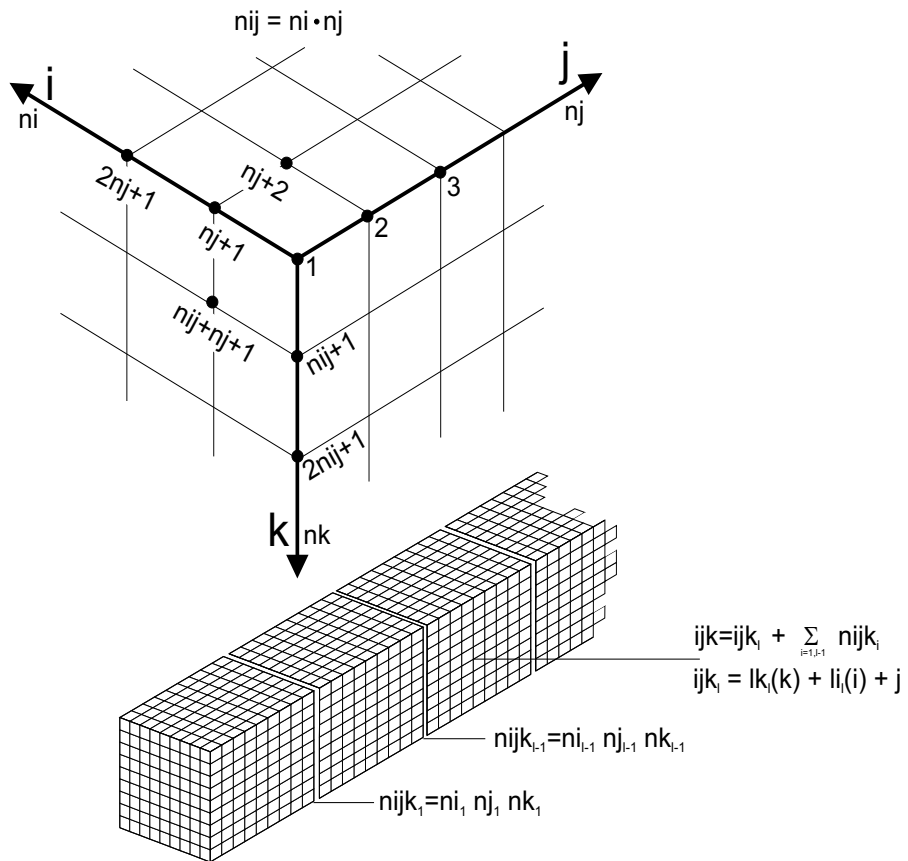


Abb. 2.17: Indizierung im eindimensionalen Array

### 2.5.6 Kollisionsberechnung

Die Berechnung der Kollision erfolgt in folgenden Schritten, siehe auch Abb. 2.19 und Abb. 2.18:

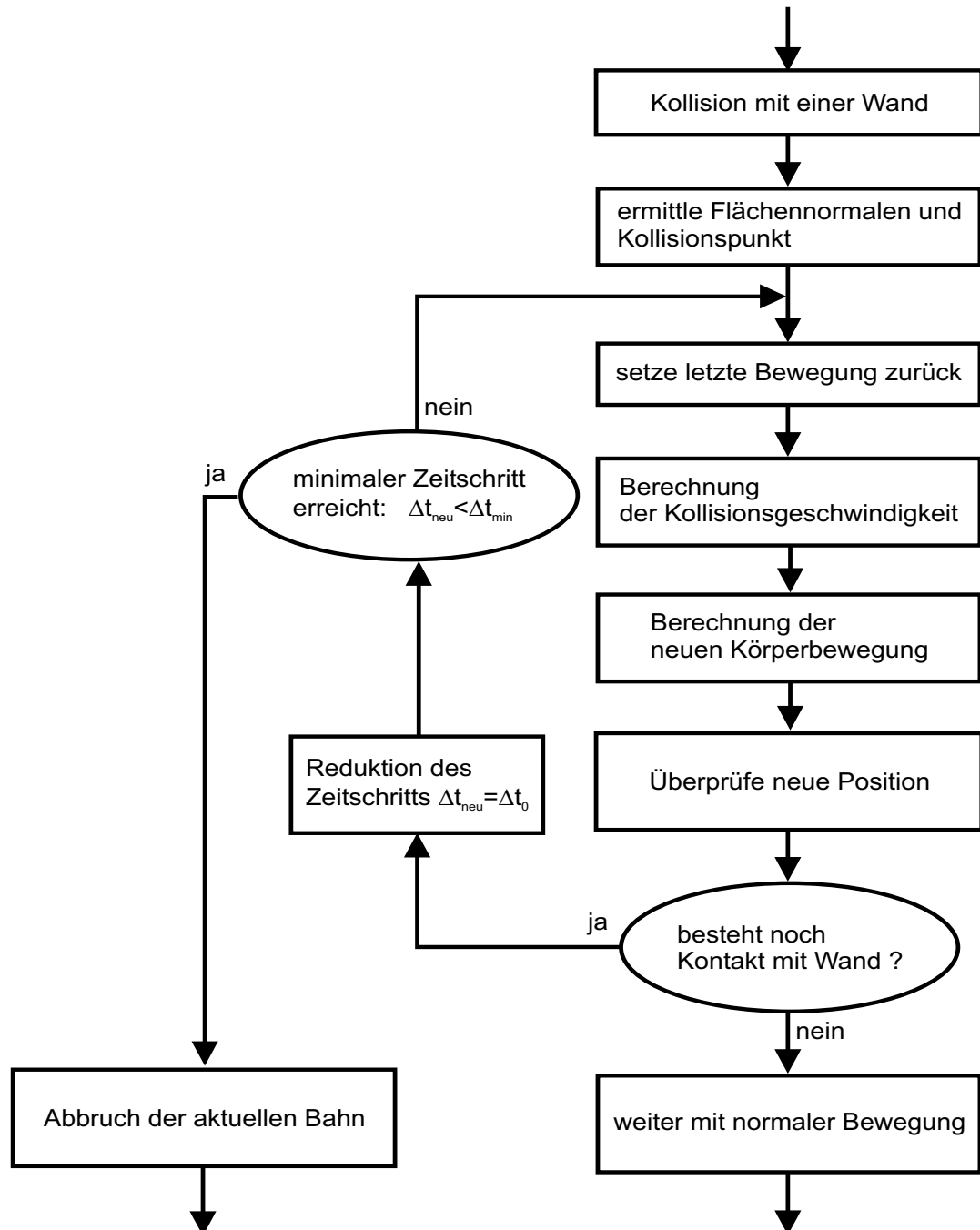


Abb. 2.18: Ablaufdiagramm der Kollisionberechnung

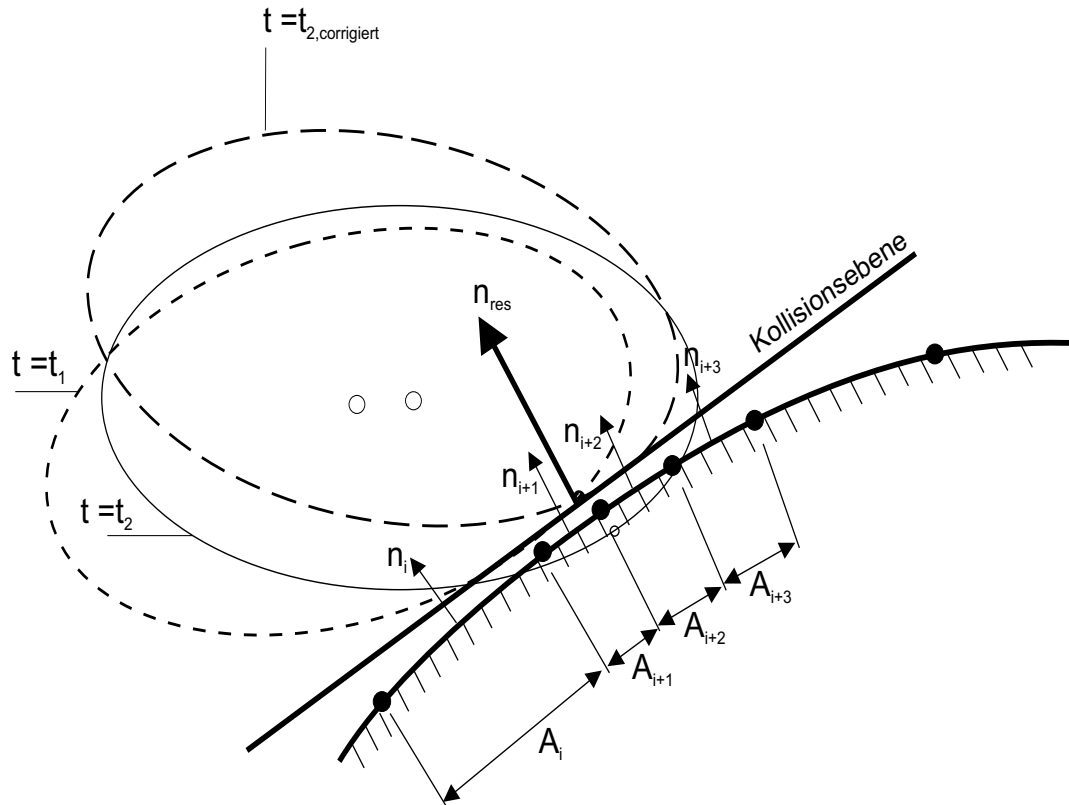


Abb. 2.19: Bestimmung der Kollisionsebene

- Eine Kollision tritt auf, wenn einer der Punkte der Hüllfläche auf eine Zellfläche mit einer Wandrandbedingung trifft.
- Für die Kollisionsbehandlung wird die Position des Körpers auf den letzten Zeitschritt zurückgesetzt, um den Körper wieder in das Rechengebiet zurückzubringen. Die Werte für die Geschwindigkeiten werden nicht zurückgesetzt und bilden die Grundlage für die Kollisionsberechnung.
- Die Kollisionsebene  $\vec{n}_W$  wird berechnet aus einem flächengewichteten Mittel der Normalenvektoren aller von der Kollision betroffenen Flächenelemente der Wand, siehe Abb. 2.19:

$$\overline{\vec{n}_W} = \frac{\sum_i \vec{n}_{i,W}}{A_{i,W}} \quad . \quad (2.72)$$

Der erste der Tangentenvektoren wird gebildet mit der orthogonalen Zerlegung eines der kartesischen Einheitsvektoren, z. B.  $\vec{a} = (0, 1, 0)$  nach  $\vec{n}_W$ :

$$\vec{t}_1 = \vec{a}_n = \vec{a} - (\vec{a} \cdot \overline{\vec{n}_W}) \overline{\vec{n}_W} \quad . \quad (2.73)$$

Der zweite Tangentenvektor wird über das Kreuzprodukt ermittelt:

$$\vec{t}_2 = \overline{\vec{n}_W} \times \vec{t}_1 \quad . \quad (2.74)$$

Die drei Vektoren bilden die Basis für die Kollisionsebene:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} t_{1,x} & t_{2,x} & n_x \\ t_{1,y} & t_{2,y} & n_y \\ t_{1,z} & t_{2,z} & n_z \end{bmatrix} \quad . \quad (2.75)$$

- Die beteiligten Geschwindigkeiten müssen ermittelt werden:

- Die Geschwindigkeit des Schwerpunktes  $\vec{v}_S$ .
- Die Kollisionsgeschwindigkeit an der Wand:

$$\overline{\vec{v}_W} = \frac{\sum_i \vec{v}_{i,W}}{A_{i,W}} \quad . \quad (2.76)$$

- Die Kollisionsgeschwindigkeit am Körper:

$$\overline{\vec{v}_P} = \frac{\sum_i \vec{v}_{i,P}}{A_{i,W}} \quad . \quad (2.77)$$

- Der Kollisionspunkt  $\overline{\vec{x}_P}$  ist das flächengewichtete Mittel aller an der Kollision beteiligten Körperpunkte.

$$\overline{\vec{x}_P} = \frac{\sum_i \vec{x}_{i,P}}{A_i} \quad . \quad (2.78)$$

- Für den Körper muß der Trägheitstensor  $\mathbf{I}$  im Inertialsystem nach Gleichung 2.46 bestimmt werden. Die Abbildungsmatrix wird mit  $\mathbf{I}_{KOL} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{I} \mathbf{T}$  in das Kollisions-Koordinatensystem übertragen werden.
- Die Geschwindigkeiten müssen in das Kollisions-Koordinatensystem transformiert werden:

$$\vec{v}_{KOL} = \mathbf{T}^{-1} \vec{v} \quad . \quad (2.79)$$

- Die Kollisionsgeschwindigkeit  $\vec{v}_r$  ergibt sich aus der Differenz der Körpergeschwindigkeit  $\vec{v}_P$  und Wandgeschwindigkeit  $\vec{v}_W$ :

$$\vec{v}_{r,KOL} = \vec{v}_{P,KOL} - \vec{v}_{W,KOL} \quad . \quad (2.80)$$

- Die nichtlineare Differentialgleichung 2.64 wird gelöst.

- Die Geschwindigkeitsänderungen werden in das Inertial-Koordinatensystem zurücktransformiert und die Geschwindigkeiten aktualisiert:

$$\vec{v}_{P,neu} = \vec{v}_{P,alt} - \Delta\vec{v}_P \quad ; \quad \vec{v}_{S,neu} = \vec{v}_{S,alt} - \Delta\vec{v}_S \quad . \quad (2.81)$$

- Die Bewegung wird unter Berücksichtigung der Kollision korrigiert:

$$\begin{aligned} \vec{x}_{S,neu} &= \vec{x}_{S,alt} - \vec{v}_{S,neu} \Delta t \quad , \\ \Delta\vec{\omega} &= \vec{r}_1 \times [m(\vec{v}_{neu} - \vec{v}_{alt})] \quad , \\ \vec{\omega}_{neu} &= \vec{\omega}_{alt} + \Delta\vec{\omega} \quad . \end{aligned} \quad (2.82)$$

- Es wird überprüft, ob der Körper sich von der Wand gelöst hat. Falls das nicht der Fall ist, wird der Zeitschritt der Bewegung  $\Delta t$  reduziert und die Kollisionsberechnung neu gestartet.



# Kapitel 3

## Validierung

Die in Kap. 2 vorgestellten Berechnungsverfahren werden auf ihre Korrektheit überprüft. Mangels geeigneter Testfälle werden Plausibilitätsbetrachtungen durchgeführt, die eine physikalisch sinnvolle Berechnung der vorgestellten Modelle erwarten lassen.

Der CFD-Code ist von SKODA [48] für unterschiedliche Problemstellungen mit unterschiedlichen Ansätzen zur Turbulenzmodellierung validiert worden. Unter den Turbulenzmodellen sind unter anderem die linearen Wirbelviskositätsmodelle, die das Standard-k- $\varepsilon$  Modell nach LAUNDER UND SPALDING [24] einschließen, überprüft worden.

### 3.1 Validierung der Bahnbewegung

#### 3.1.1 Punktmodell

##### **Bewegung eines Massenpunktes in einer ideal umlenkungsfreien Pumpenströmung**

Die Bewegung eines Massenpunktes durch ein Stromfeld soll in einer Pumpe mit wirkungslosen unendlich dünnen Schaufeln untersucht werden. Der Winkelverlauf der Schaufel einer umlenkungsfreien Pumpe führt die Strömung, ohne diese umzulenken. In der Strömung wird Drall weder auf- noch abgebaut. Die Umfangskomponente des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{c}$  beträgt  $c_\phi = 0$  entlang des Strömungskanals. Die Axialkomponente der Strömung erfährt bei rein radialer Anströmung keine Änderung,  $c_{axial} = 0$ . Die Strömung wird vom Eintritt zum Austritt hin wegen der zunehmenden Querschnittsfläche verzögert.

Die Radialkomponente  $c_r$  ist eine Funktion des Volumenstroms  $Q$ , der Breite  $b$  und des Radius  $r$ :

$$c_r = \frac{Q}{2\pi r b} \quad . \quad (3.1)$$

Der lokale Schaufelwinkel ist dann bei gegebener Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  eine Funktion des Radius  $r$  mit

$$\tan\beta_S = \frac{c_r}{r \omega} \quad . \quad (3.2)$$

Die Daten der Pumpe sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Tabelle 3.1: Technische Daten der umlenkungsfreien Pumpe

Volumenstrom	Q	0.366	m <sup>3</sup> / s
Drehzahl	n	900	[ 1 / min ]
Referenzradius	r <sub>ref</sub>	0.27	[ m ]
Eintrittsradius	r <sub>1</sub>	0.06	[ m ]
Kanalbreite	b	0.1	[ m ]

In der Strömung dieser Pumpe werden die Bahnen von Körpern mit verschiedenen Durchmessern berechnet. Die Bahnberechnung erfolgt für die Durchmesser  $d = 1.e^{-5}$  m,  $d = 1.e^{-4}$  m,  $d = 1.e^{-3}$  m,  $d = 1.e^{-2}$  m mit Gleichung 2.20.

#### Berechnung im Inertialsystem

Im folgenden Abschnitt werden die Bahnen der Körper im Inertialsystem der Pumpe berechnet. Nach der Berechnung eines Zeitschrittes wird die Geometrie um den einen Zeitschritt entsprechenden Winkel gedreht. In Abb. 3.1 sind die radial nach außen verlaufenden Bahnen zu erkennen. In Abb. 3.2 ist das Verhältnis zwischen Fluidgeschwindigkeit und Körpergeschwindigkeit über den Radius aufgetragen. Der Körper ist mit zunehmender Größe wegen seiner Trägheit nicht mehr in der Lage der Fluidgeschwindigkeit zu folgen und ist schneller als das Fluid. Zu beobachten ist dies vor allem für den Körper mit  $d = 1.e^{-2}$  m im ersten Drittel der Bahn, da dort die Strömung am stärksten verzögert wird, siehe auch Abb. 3.6. Die Kraft auf den Körper ist in Abb. 3.3 dargestellt. Mit zunehmender Größe des Körpers nimmt die Größe der Kraftwirkung auf den Körper zu. Die mit zunehmenden Radius abnehmende Verzögerung des Körper führt zu einer geringer werdenden Kraftwirkung über den Radius.

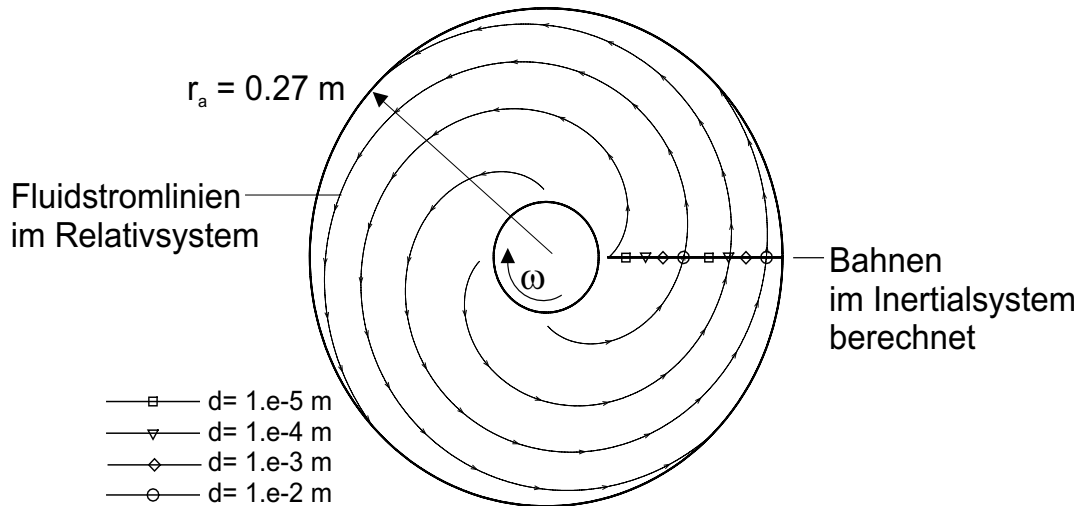


Abb. 3.1: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Geometrie und Bahnen von Körpern im Inertialsystem berechnet

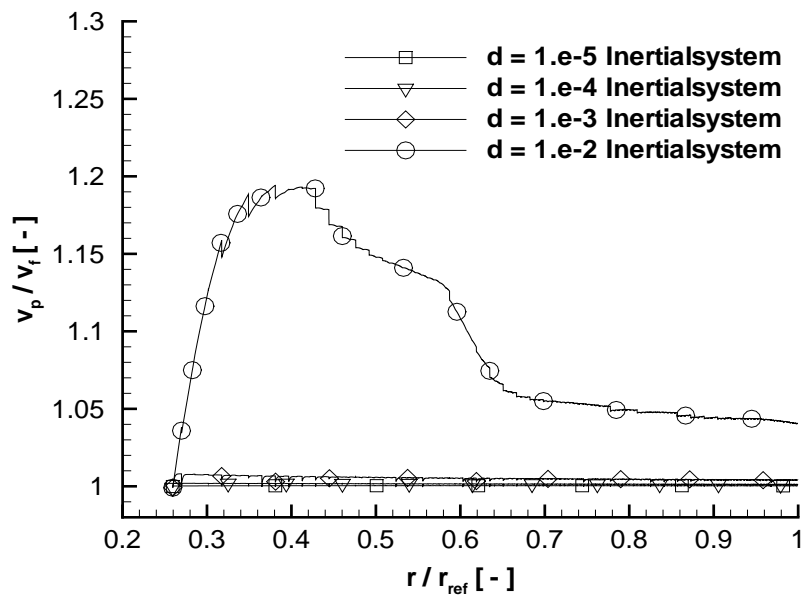


Abb. 3.2: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Verhältnis von Körperbahngeschwindigkeit zu Fluidgeschwindigkeit

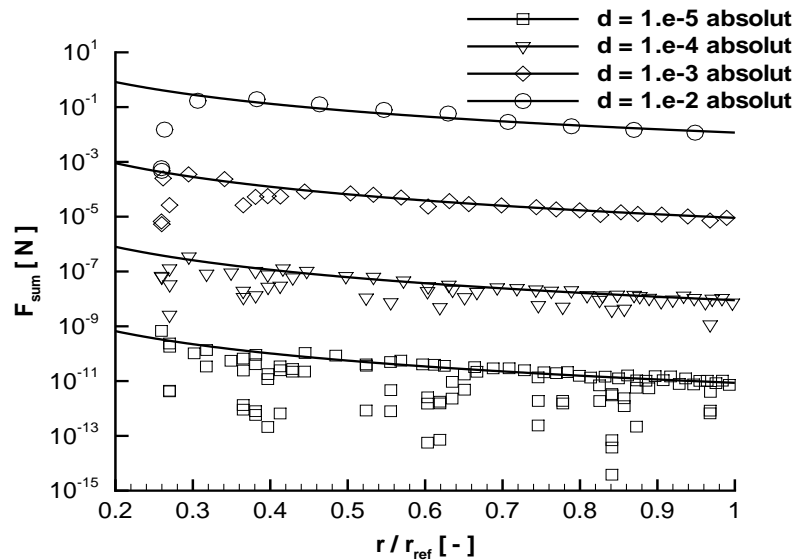


Abb. 3.3: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Verlauf der Kraft auf den Körper

### Berechnung im Relativsystem

Die Berechnung der Bahnen im Relativsystem führt zu kürzeren Rechenzeiten, da nicht nach jedem Zeitschritt die Geometrie gedreht und die Position des Punktes im Stromfeld neu gefunden werden muß. Jedoch sind bei der Berechnung im bewegten Relativsystem zusätzlich die Coriolis- und die Fliehkraft als Scheinkräfte zu berücksichtigen. In Abb. 3.4 sind die Bahnen für Körper unterschiedlicher Größe sowohl im Relativsystem als auch ins Inertialsystem zurückgerechnet dargestellt. Die Abweichungen der ins Inertialsystem zurückberechneten Bahnen von den direkt im Inertialsystem berechneten Bahnen sind sehr gering. Im Relativsystem ist der mit zunehmender Körpergröße größer werdende Schlupf gegenüber der Referenzbahn zu beobachten. Die Referenzbahn ist bei schlupffreier Bewegung resultierende Bahn.

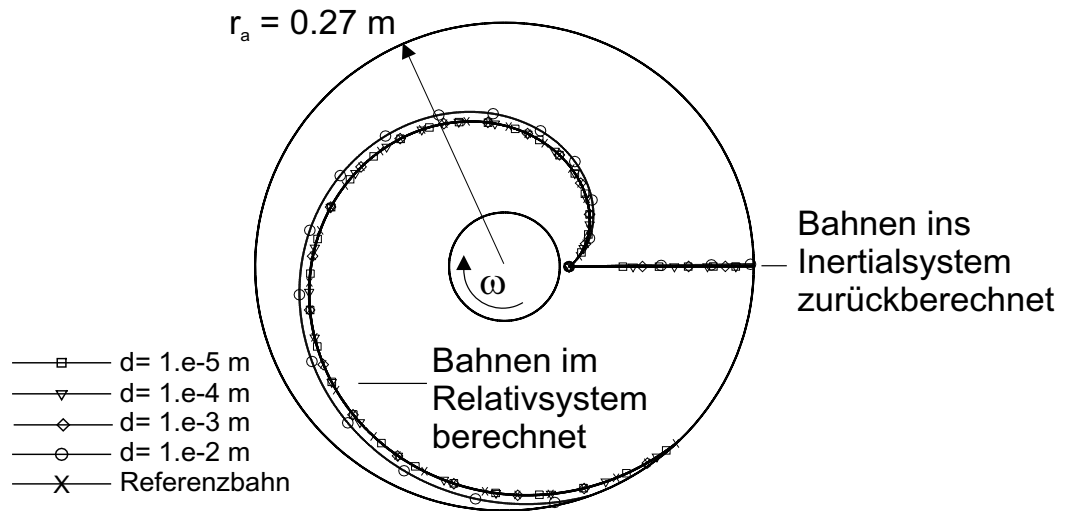


Abb. 3.4: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Geometrie und Bahnen von Körpern im Relativsystem berechnet

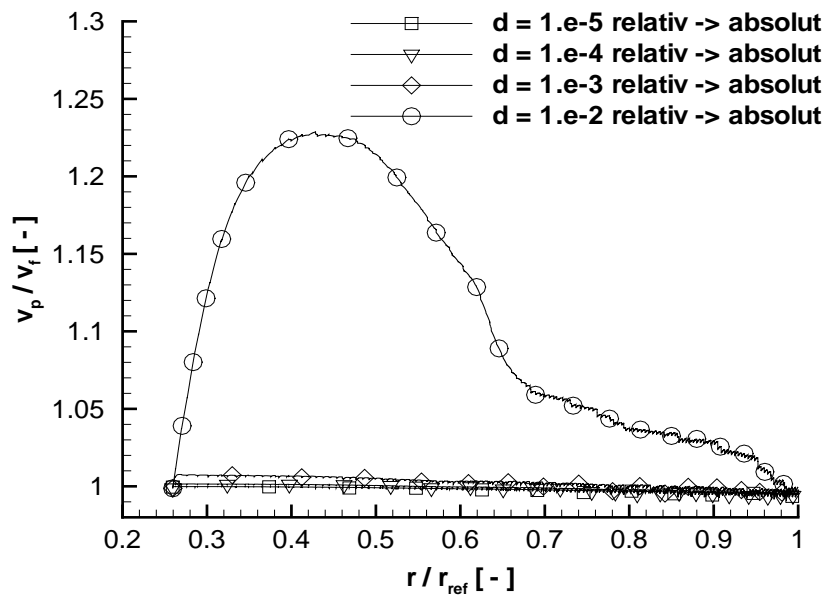


Abb. 3.5: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Verhältnis von Körperbahngeschwindigkeit zu Fluidgeschwindigkeit

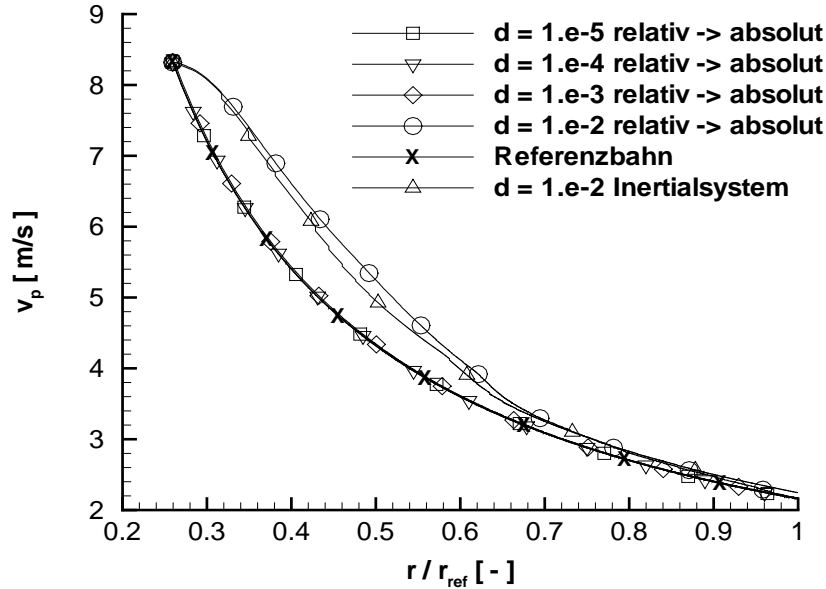


Abb. 3.6: Ideal umlenkungsfreie Radialpumpe: Vergleich der Körperbahngeschwindigkeit bei Berechnung im Relativsystem und im Absolutsystem

### Bewegung eines Punktes in einer mit CFD erzeugten umlenkungsfreien Pumpenströmung

Zur Überprüfung der Bewegung eines Massepunktes in einer reibungsbehafteten Strömung wird eine umlenkungsfreie radiale Pumpenbeschaukelung mit Hilfe der CFD entworfen. Die Daten der Pumpe entsprechen den in Tabelle 3.1 für die ideal umlenkungsfreie Pumpe gegebenen Angaben.

Ebenso wie bei der ideal umlenkungsfreien Pumpe werden Körper unterschiedlicher Größe von demselben Startpunkt mit Fluidgeschwindigkeit gestartet. Im Vergleich zur idealen Pumpe ist nun eine von der radialen Richtung abweichende Bahn zu beobachten. Diese Abweichung ist auf Minderumlenkungseffekte in der Strömung aufgrund der endlichen Schaufelzahl, einer nicht unendlich dünnen Schaufel und die reibungsbehaftete Strömung im Bereich der Schaufelhinterkante und des Nachlaufes zurückzuführen. Der schwerste Körper mit  $d = 1.e^{-2}$  zeigt aufgrund seiner größeren Trägheit die geringste Abweichung von der radialen Richtung.

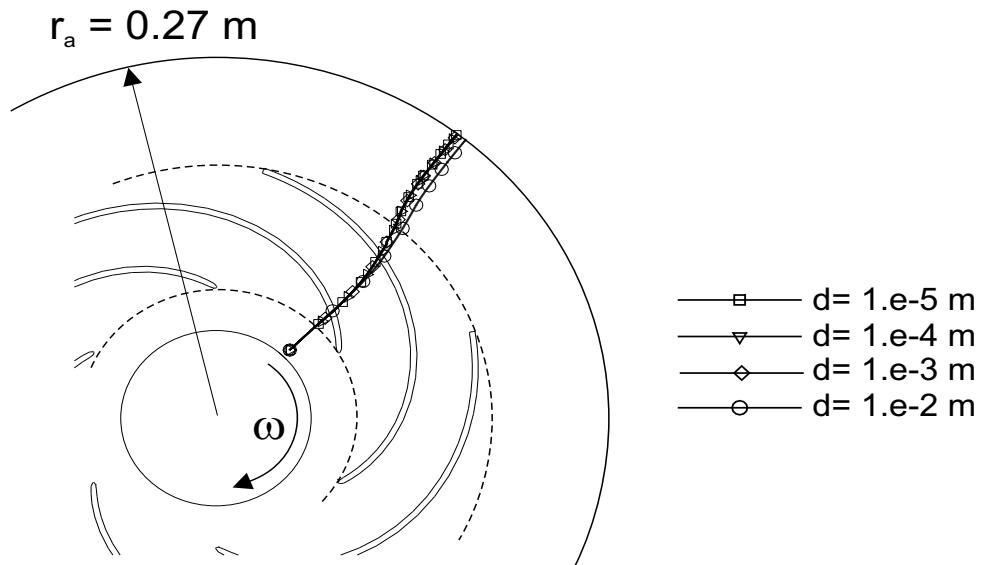


Abb. 3.7: Umlenkungsfreie Radialpumpe: Geometrie und Bahnen von Körpern mit unterschiedlichen Durchmessern

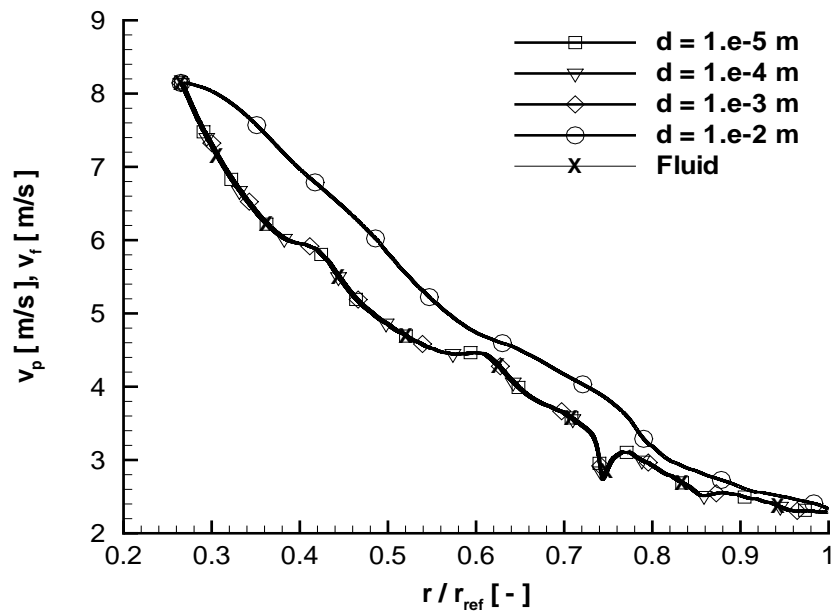


Abb. 3.8: Umlenkungsfreie Radialpumpe: Bahngeschwindigkeiten von Körpern mit unterschiedlichen Durchmessern

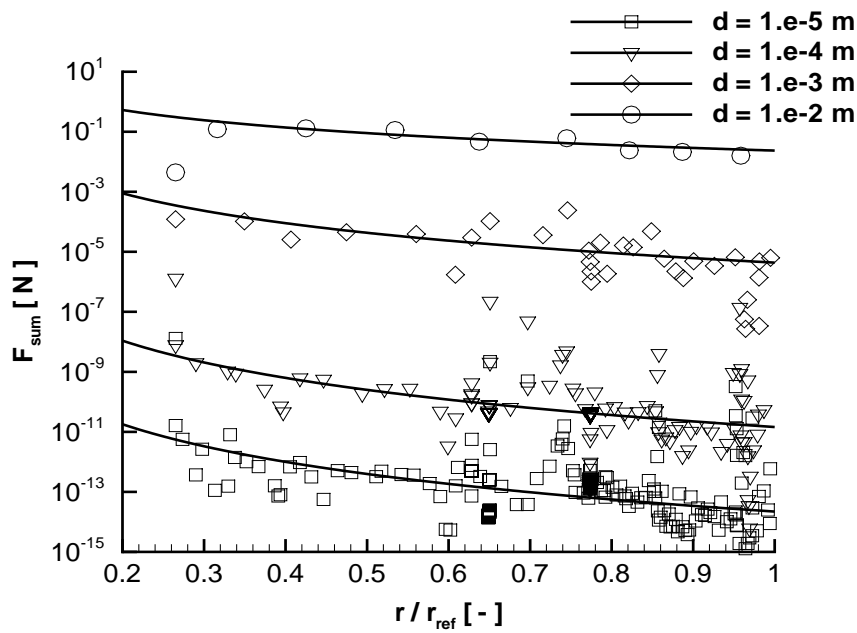


Abb. 3.9: Umlenkungsfreie Radialpumpe: Kräfte auf Körper mit unterschiedlichen Durchmessern

### 3.1.2 Volumenmodell

Das in Kap. 2.3 vorgestellte Volumenmodell und das Kollisionsmodul werden überprüft.

#### Gerader Kanal

Die Berechnung der Bahnbewegung eines Körpers mit Hilfe des Volumenmodells soll am Beispiel einer Strömung in einem geraden Kanal validiert werden.

Der Kanal hat eine Breite und eine Höhe von jeweils 2.8 m. Die Länge beträgt 20 m. Der Körper ist ein Ellipsoid mit einer Länge von 20 cm, einer maximalen Breite von 2 cm und einer maximalen Höhe von 3.6 cm. Die Fluidgeschwindigkeit beträgt 4.7 m/s. Die Größenordnungen der Abmessungen entsprechen denen einer Wasserturbine.

In Abb. 3.10 ist die Bewegung des Körpers in der Kanalströmung dargestellt.

Der Körper schwimmt im wandnahen Bereich mit der Strömung und wird nach einer Kollision mit der Wand in Rotation versetzt. Während des weiteren Bahnverlaufes im Kanal wird die Drehbewegung des trägen Körpers wechselweise im Bereich der Grenzschicht durch die dort herrschende geringere Geschwindigkeit oder durch die Berührung der Wand beschleunigt und bei freier Bewegung von den Fluidkräften wieder abgebremst.



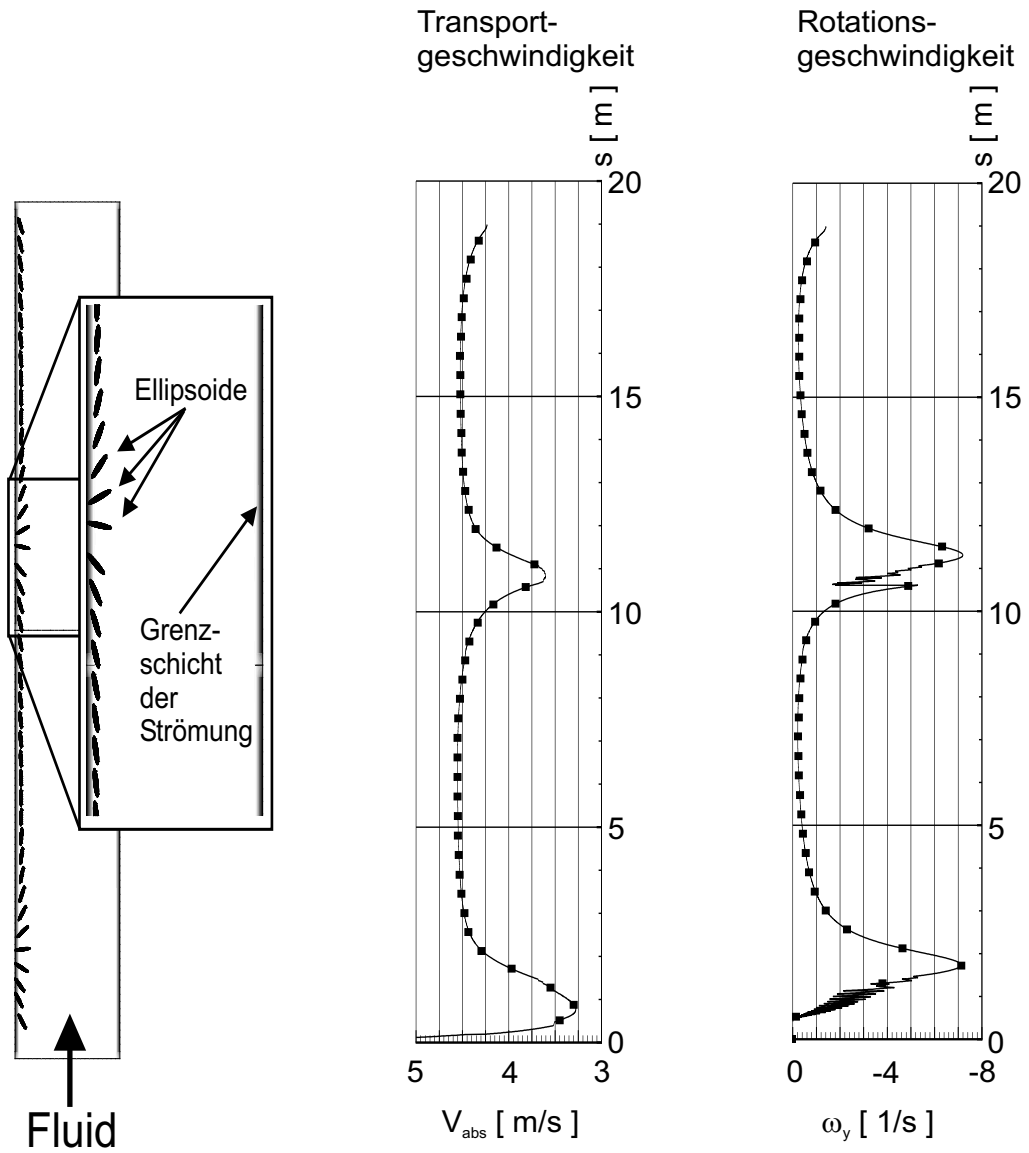


Abb. 3.10: Bewegung des Volumenkörpers in einer Kanalströmung mit Wandkontakt und Drehbewegung

### Gerader Kanal mit Quereinlaß

Anhand dieses Beipiels soll die Bewegung des Körpers in einer beschleunigten Strömung untersucht werden.

Die Kanaldimensionen und die Größe des Körpers entsprechen den Größen im vorangegangenen Beispiel der geraden Kanalströmung. In der Mitte des Kanals wird nun ein seitlicher Kanal angeschlossen, über den das Fluid einströmt. Die Fluidgeschwindigkeit am Eintritt des Seitenkanals ist gleich der Fluidgeschwindigkeit am Eintritt des geraden Teils, so daß die Transportgeschwindigkeit des Fluids am Austritt der Geometrie der doppelten Eintrittsgeschwindigkeit entspricht.

In Abb. 3.11 wird die Bewegung des Körpers unter dem Einfluß der Querströmung dargestellt.

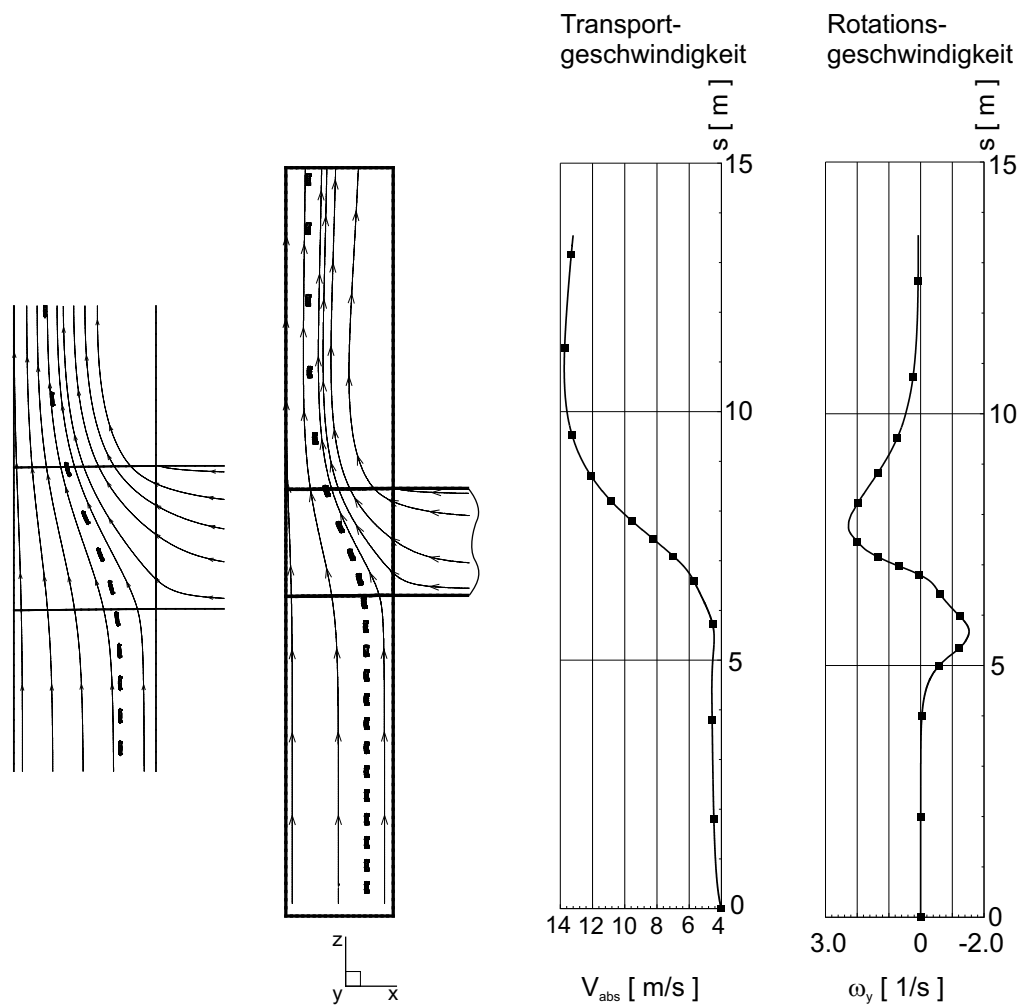


Abb.

3.11: Kanalströmung in einem durchströmten T-Stück

Der Körper tritt mit der Fluidgeschwindigkeit in den Kanal ein. Im Bereich des Seiteneinlasses wird der Körper von der quer zur Hauptströmungsrichtung verlauf-

fenden Seitenkanalströmung nach links abgedrängt. Der Körper wird beschleunigt und dreht sich unter dem Einfluß der auf ihn wirkenden Fluidkräfte.

## 3.2 Validierung des Kollisionsmoduls

### Kollision mit einer stehenden Wand bei Bewegung ohne Wechselwirkung mit einem Fluid

In Kap. 2.4 wurde das Kollisionsmodul vorgestellt. Die Kollision soll für einen ellipsoiden Körper und eine gerade stehende Wand ohne Einfluß der Fluidkräfte validiert werden. In Abb. 3.12 ist der Verlauf der Kollision dargestellt.

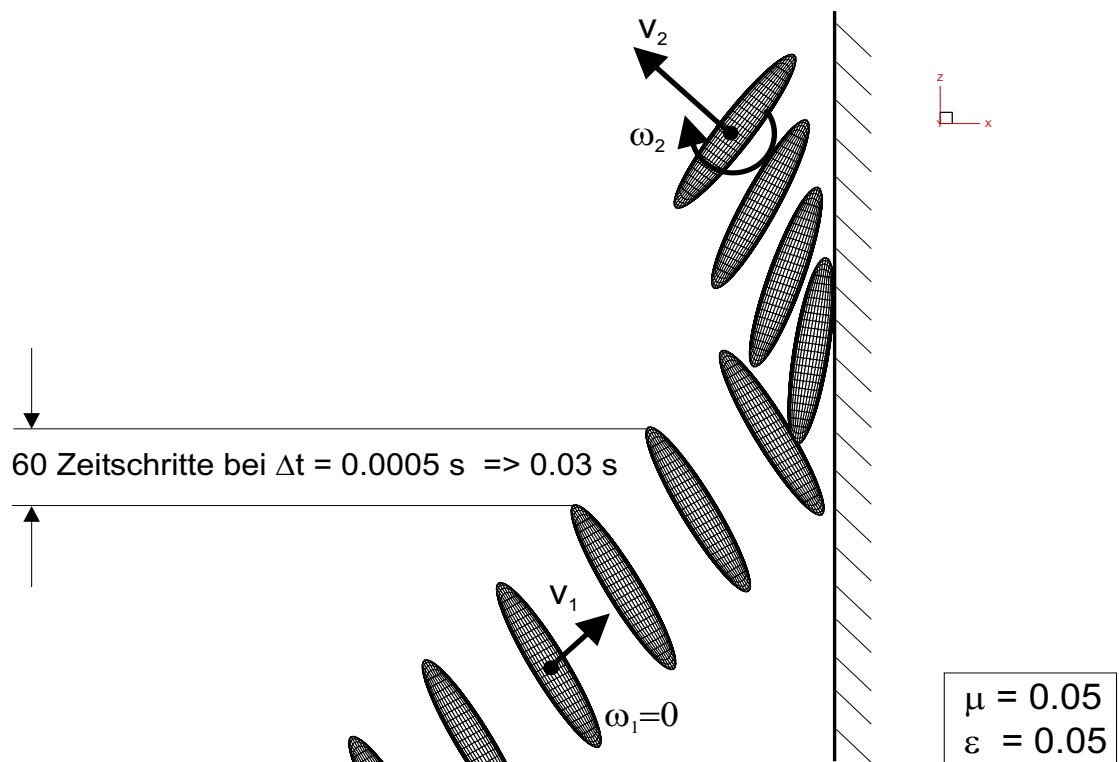


Abb. 3.12: Verlauf einer Kollision mit der Wand ohne Wechselwirkung mit einem Fluid

Der Körper nähert sich mit etwa  $v_1 = 10 \text{ m/s}$  der Wand ohne eine Rotationsbewegung,  $\omega_1 = 0 \text{ m/s}$ . Durch die Kollision, die aus mehreren Mikrokollisionen besteht, wird der Körper in Rotation versetzt und verläßt mit reduzierter Translationsgeschwindigkeit  $v_2$  und einer Winkelgeschwindigkeit  $\omega_2 \neq 0$  die Wand. Während der Kollisionsphase werden die Gesetze des elastischen Stoßes mit einer Stoßzahl von  $\varepsilon = 0.05$  und der Coulomb'schen Reibung mit  $\mu = 0.05$  berücksichtigt.

### Strömung durch rotierende Zylinderblöcke

Die Schwimmbahn durch eine Turbine führt den Fisch durch stehende und rotierende Bauteile einer Wasserturbine. Für die Berechnung der Schwimmbahn im mitdrehenden Relativsystem muß die Coriolis- und Fliehkraft berücksichtigt werden. Für den Fall des Fischdurchgangs mit den Körpergrößen und den Drehgeschwindigkeiten des Relativsystems, haben Testrechnungen gezeigt, daß das in Kap. 2.2.2 vorgestellte Modell nicht anwendbar ist. Die Corioliskraft ist hier überbewertet.

Die Bahn durch die rotierenden Bauteile wird deshalb im Absolutsystem berechnet. Nach der Bewegung des Körpers um die Strecke  $\Delta s$  wird die stationäre Lösung des rotierenden Bezugssystems um einen dem aktuellen Zeitschritt  $\Delta t$  entsprechenden Winkel  $\Delta\varphi = \omega\Delta t$  gedreht.

An dem folgenden Testfall soll gezeigt werden, daß die Bahn des Volumenkörpers durch ein rotierendes System richtig vorhergesagt wird. Desweiteren soll die Kollision mit rotierenden Bauteilen überprüft werden. Die Abmessungen der Geometrie und die Geschwindigkeiten der Strömung entsprechen den Größenordnungen der zu untersuchenden Turbine „Dettelbach“.

Es soll untersucht werden:

- Die Bewegung des Körpers in einem rotierenden Bezugssystem mit Relativströmung. Dazu wird die Relativströmung in das Absolutsystem zurückgerechnet.
- Der Durchgang durch das „rotating interface“ zwischen rotierendem und stehendem Bezugssystem und umgekehrt zwischen stehendem und rotierendem Bezugssystem.
- Der Durchgang durch rotierende „matching interfaces“.
- Der Kontakt mit einer bewegten Wand. Für die Berechnung der Strömung im rotierenden Teil soll die Wand, siehe Abb. 3.13, als für die Strömung durchlässig betrachtet werden, vergleichbar einem Gitter. Eine Wechselwirkung mit der Strömung findet nicht statt, jedoch die Wechselwirkung mit dem Körper.

Ein Ellipsoid mit einer Länge von 20 cm schwimmt durch ein gerades Rohr mit einem Nabenkörper. Das Rohr hat einen Außendurchmesser von  $D = 3.54$  m, der Nabenkörper von  $d = 1.54$  m. Der Ringkanal wird axial mit  $v_f = 2.3$  m/s durchströmt. Der Kanal ist in Strömungsrichtung in drei Blöcke gegliedert. Der mittlere Zylinderblock besitzt ein rotierendes Relativsystem, das sich mit einer Winkelgeschwindigkeit von  $\omega_2 = 10$  1/s dreht.

Vier Bahnen starten an vier Positionen über den Umfang eines mittleren Radius  $r_m = 1.26$  m verteilt, siehe Abb. 3.13. Die Startgeschwindigkeit des Körpers ent-

spricht der Fluidgeschwindigkeit. Auf zwei Bahnen wird der Körper von der rotierenden Wand erfaßt und auf eine Kreisbahn gezwungen. Nach Verlassen des Wandbereiches löst sich der Körper wieder und schwimmt in axialer Richtung weiter. Zwei der Bahn passieren den Kanal ohne zu kollidieren.

In Abb. 3.14 ist die Umfangsgeschwindigkeit der Körperschwerpunkte von Bahn 1 und Bahn 3 über den Bahnverlauf dargestellt. Der Körper der Bahn 3 kollidiert nicht und hat damit keine Umfangskomponente. Der Körper auf Bahn 1 kollidiert und wird mit Wandgeschwindigkeit auf einer Kreisbahn mitgenommen. Die starke Streuung der Werte ist darauf zurückzuführen, daß der Körper bei fehlender Kollision durch das Fluid sehr stark abgebremst wird. In Abb. 3.15 ist das Verhältnis der Axialgeschwindigkeit des Körpers zur Axialgeschwindigkeit des Fluides über den Bahnverlauf aufgetragen. Während der Körper auf Bahn 3 mit Fluidgeschwindigkeit durch den Kanal schwimmt, wird der Körper durch die Kollision geringfügig abgebremst.

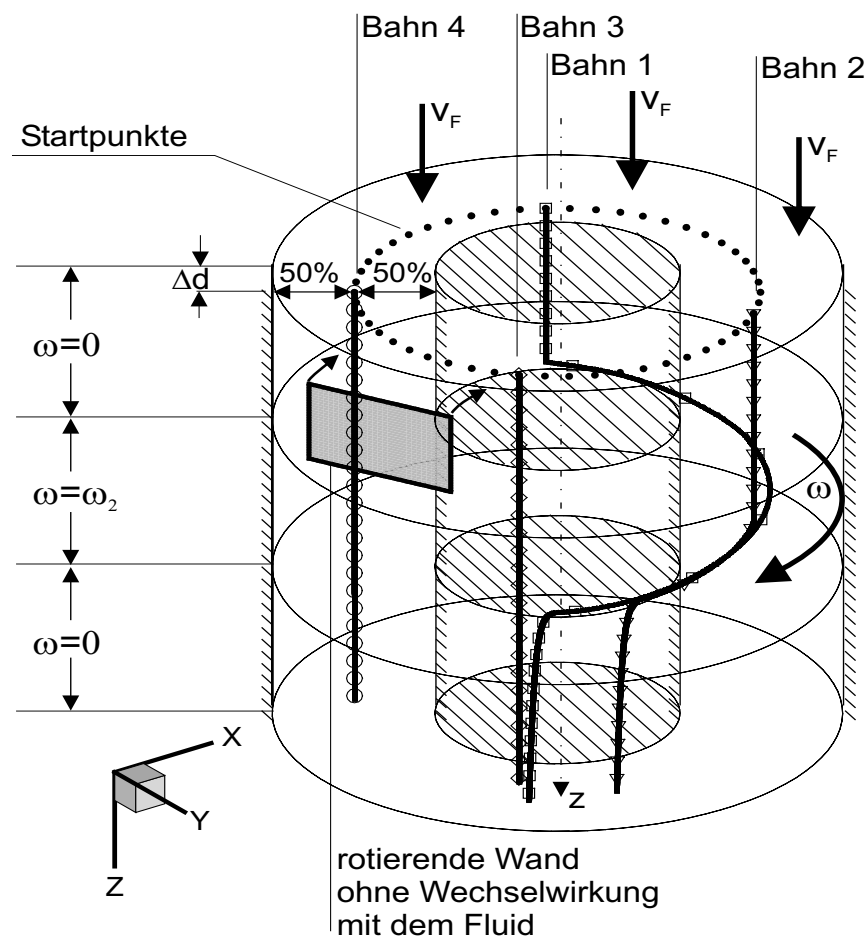


Abb. 3.13: Bewegung eines Körpers in einer Rohrströmung mit rotierender Wand

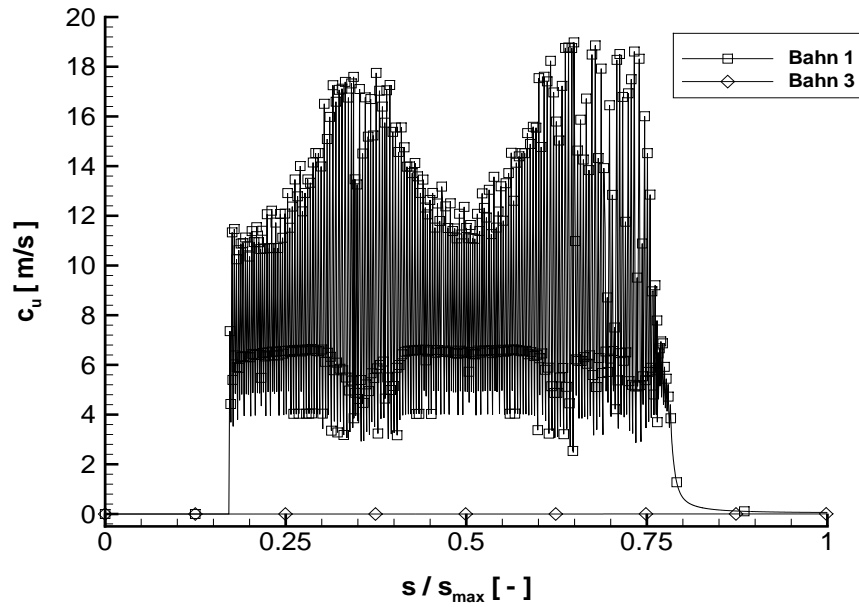


Abb. 3.14: Rohrströmung mit rotierender Wand, Auswertung der Umfangsgeschwindigkeit

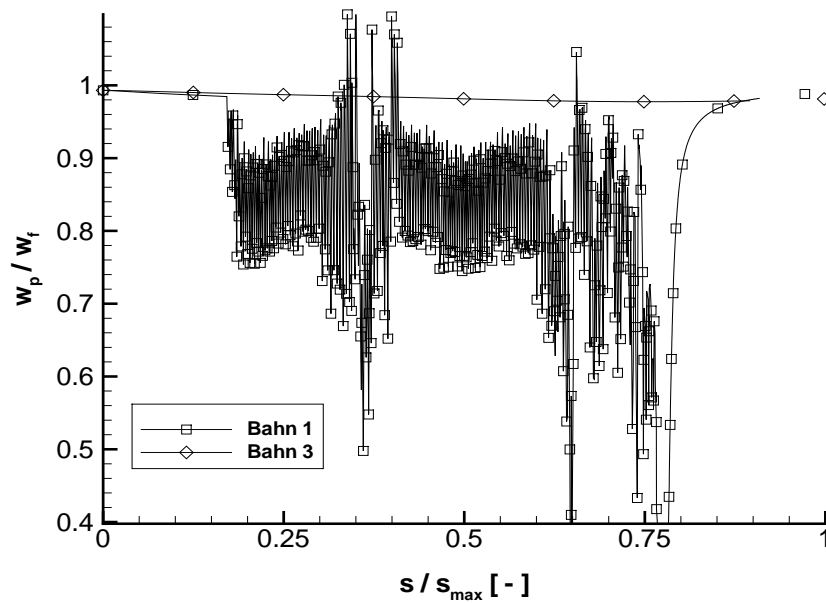


Abb. 3.15: Rohrströmung mit rotierender Wand, Auswertung des Verhältnisses von Körper- zu Fluidgeschwindigkeit in axialer Richtung

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden das Kraftwerk „Dettelbach“ und die Simulation der Strömung sowie der Fischpassage näher beschrieben. Die für eine Fischpassage gefährdenden Parameter der Strömung werden vorgestellt. Die Strömung durch die Turbine und die Schwimmbahnen von Fischen verschiedener Größe werden berechnet; zunächst durch die Stufe und danach durch die ganze Turbine. Die Strömung und die Bahnen werden bezüglich der gefährdenden Parameter untersucht.

### 4.1 Die Turbine „Dettelbach“

#### 4.1.1 Das Kraftwerk Dettelbach

Das Kraftwerk Dettelbach ist eines von 25 Laufwasserkraftwerken, die sich entlang des bayerischen Teils des Mains aufreihen, siehe Abb. 1.1.

Es besteht aus zwei baugleichen Kaplan-Halbspiralturbinen mit max. 2.34 MW Leistung. Die Laufräder beider Turbinen sind mit vier Schaufeln ausgeführt. Die spezifische Drehzahl der Turbine wird mit

$$n_{q,opt} = n \frac{Q^{0.5}}{H^{0.75}} = 191.8 \frac{1}{min} \quad (4.1)$$

berechnet.

In Tabelle 4.1 sind die technischen Daten der Turbine zusammengefaßt.

Die Spirale ist wie bei Wasserturbinen mit einer Fallhöhe bis 25 m und großen Abmessungen üblich, siehe RAABE [36], als Halbspirale ausgeführt. Das Saugrohr ist ein Ellenbogensaugrohr mit einem Stützpfiler im ebenen Diffusorteil.

Abb. 4.1 zeigt eine Seitenansicht des Kraftwerks mit seinen wichtigsten Abmessungen.

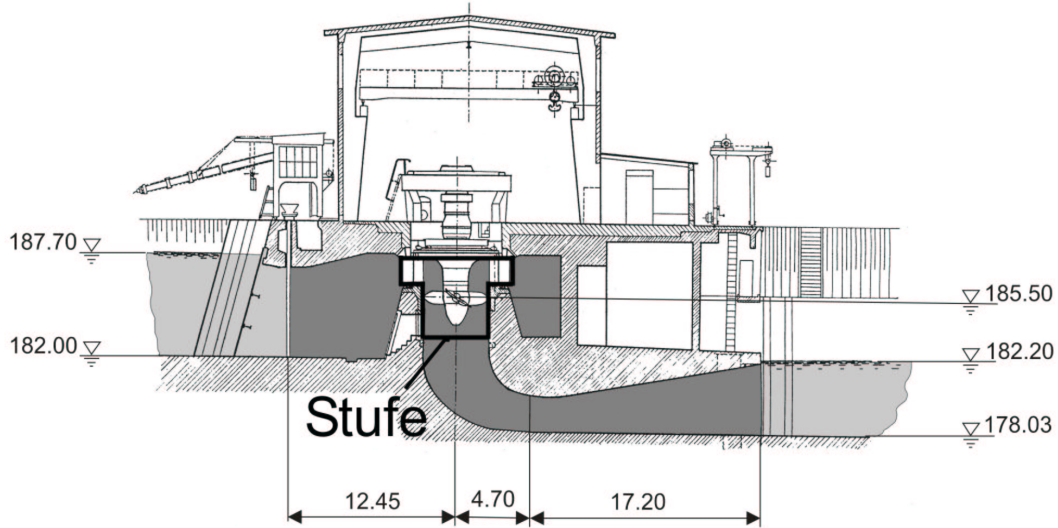


Abb. 4.1: Seitenansicht des Kraftwerks „Dettelbach“

Tabelle 4.1: Technische Daten der Turbine „Dettelbach“

Fallhöhe	H	4.7	[m]
Durchfluß im Optimum	$Q_{\text{opt}}$	37.5	[ m <sup>3</sup> / s ]
Drehzahl	n	100	[1/min]
Spezifische Drehzahl	$n_q$	192	[1/min]
Leistung im Optimum	$P_{\text{opt}}$	1.59	[MW]
Leistung maximal	$P_{\text{max}}$	2.34	[MW]
Wirkungsgrad im Optimum	$\eta_h$	92	[%]
Laufradaußendurchmesser	$D_a$	3.54	[m]
Anzahl Traversen		12	
Anzahl Leitschaufeln		24	
Anzahl Laufschaufeln		4	



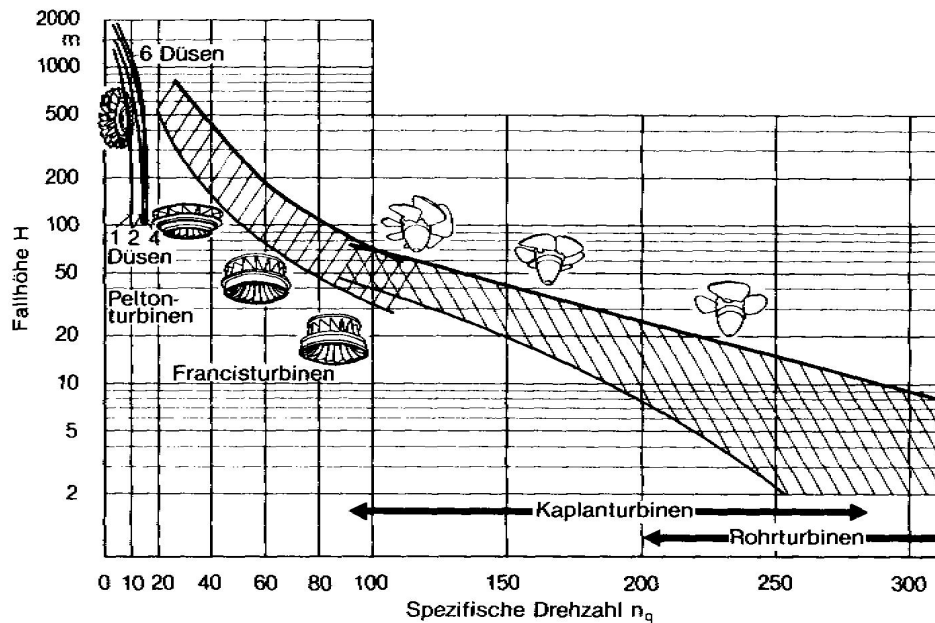


Abb. 4.2: Einsatzbereiche der verschiedenen Turbinenbauarten in Abhängigkeit von Fallhöhe und spezifischer Drehzahl aus [55]

### 4.1.2 Geometrieaufbereitung

Von der Geometrie des Kraftwerkes stehen, mit Ausnahme der Laufschaufel, die Abmessungen für alle Bauteile der Turbine zur Verfügung. Der für die Rechnung der ganzen Maschine vorgesehene Kontrollraum ist in Abb. 4.1 dunkel hinterlegt dargestellt; der für die Stufenrechnungen verwendete Kontrollraum ist in Abb. 4.1 fett umrandet gezeichnet. Die Traversen werden bei der Stufenrechnung nicht berücksichtigt.

Zur Vereinfachung werden die Spalte im Bereich des Leitrades vernachlässigt. Der Spalt unterhalb des überhängenden Leitrades wird geschlossen. Ebenso werden an der Laufschaufel der Spalt zwischen Schaufelspitze und Gehäuse sowie der Spalt an der Nabe nicht modelliert.

### 4.1.3 Konstruktion der Laufschaufel

Die Geometrie der Laufschaufel der Turbine „Dettelbach“ stand nicht zur Verfügung. Sie mußte mit dem am FLM der TU München zur Verfügung stehenden Entwurfssy-

stem RTD<sup>1</sup> nachkonstruiert werden. Die Konstruktion der Schaufel erfolgt auf der Grundlage der NACA Profilparameter. Die Auslegung des Laufrades erfolgt auf der Grundlage von Abnahmemessungen der Turbine, die zur Verfügung stehen. Für den gemessenen Optimalpunkt der Turbine wird eine Schaufelgeometrie nachkonstruiert, wobei von den folgenden Definitionen ausgegangen wird:

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{8Q}{\pi\omega D^3} \quad , \\ \psi_t &= \frac{8gH}{\omega^2 D^2} \quad , \\ \psi_{t,th} &= \frac{8\omega\Delta(rc_u)}{\omega^2 D^2} \quad , \\ \eta_h &= \frac{\psi_{t,th}}{\psi_t} \quad .\end{aligned}\tag{4.2}$$

Die Konstruktion erfolgt für den in Tabelle 4.1 angegebenen Betriebspunkt. Für die Zuströmung wird für jede Strombahn eine skelettlinienkonforme Schaufelanströmung an der Schaufelspitze angestrebt. Die Abströmung sollte einen positiven Drall im gehäuseseitigen Bereich aufweisen, um ein besseres Anliegen der Strömung in dem Diffusor zu erreichen, und einen minimalen negativen Gegendrall im Nabenbereich.

Für die endgültige Geometrie der Schaufel ergeben sich folgende Größen:

Tabelle 4.2: Kennzahlen für den Optimalpunkt der Turbine Dettelbach

Volumenzahl	$\varphi$	0.20	[–]
Druckzahl	$\psi_t$	0.264	[–]
Theoretische Druckzahl	$\psi_{t,th}$	0.246	[–]
Hydraulischer Wirkungsgrad der Stufe	$\eta_h = \frac{\psi_{t,th}}{\psi_t}$	93.2	[%]

Die Verteilung des statischen Druckes um die entworfene Schaufel ist als Druckbeiwert  $c_P$  auf sechs Strombahnen in Abb. 4.3 dargestellt, wobei der  $c_P$ -Wert wie folgt definiert ist:

$$c_P = \frac{p - p_{va}}{\frac{\rho_f}{2} u_{ref}^2} \quad ; \quad u_{ref} = \omega \frac{D}{2}\tag{4.3}$$

Strombahn 1 befindet sich auf dem Gehäuse, während Strombahn 25 auf der Nabe verläuft.

---

<sup>1</sup>RTD=Real Time Design System

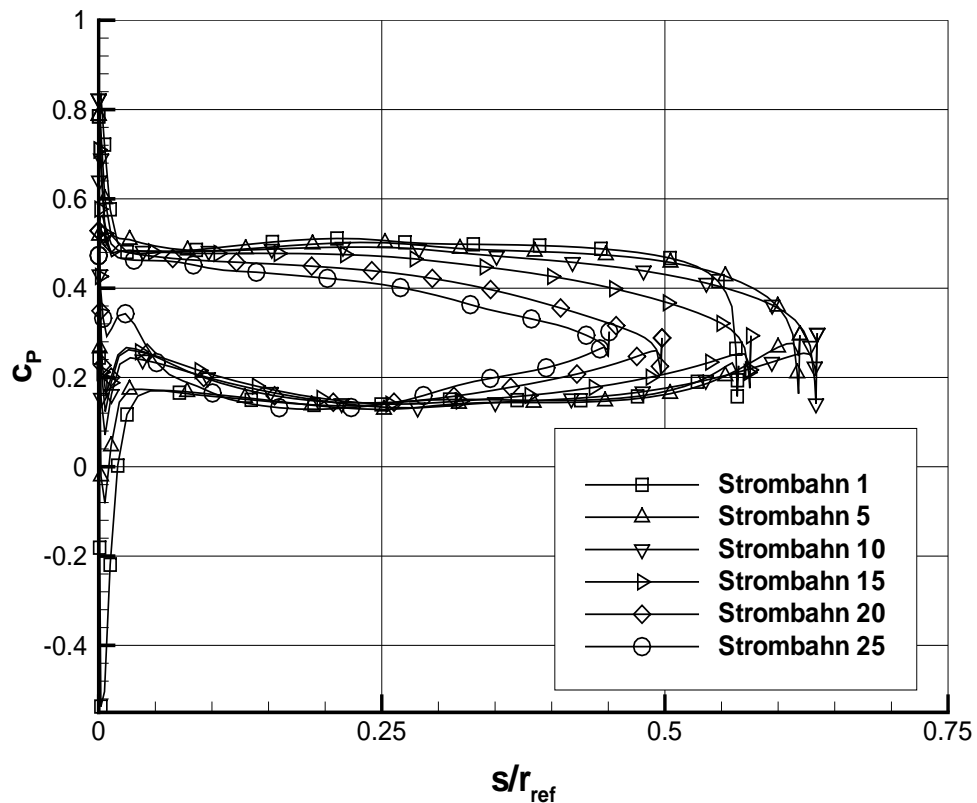


Abb. 4.3: Druckverteilung um die Schaufel auf 6 Strombahnen der Turbine Dettelbach

#### 4.1.4 Netzgenerierung

Eine wesentliche Voraussetzung für möglichst genaue Strömungslösungen ist die Erzeugung guter Rechenetze. Je nach Aufgabenstellung und Anforderungen des verwendeten CFD-Codes bzw. des Tracking-Moduls müssen zur Berechnung unterschiedliche Netztopologien und Blockkonfigurationen verwendet werden.

Die Rechnungen für den Entwurf des Laufrades der „Dettelbach“-Turbinen und der modifizierten Geometrien werden auf je einem Einblocknetz in H-Netztopologie für Leitschaukel und Laufschaufel mit periodischen Randbedingungen durchgeführt, siehe Abb. 4.4.

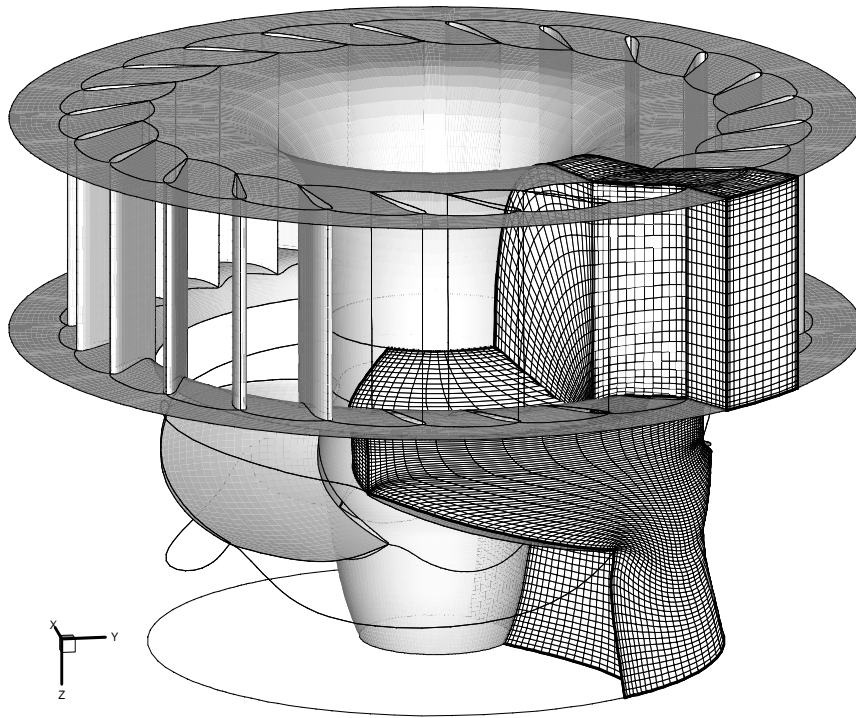


Abb. 4.4: Netz für den Entwurf

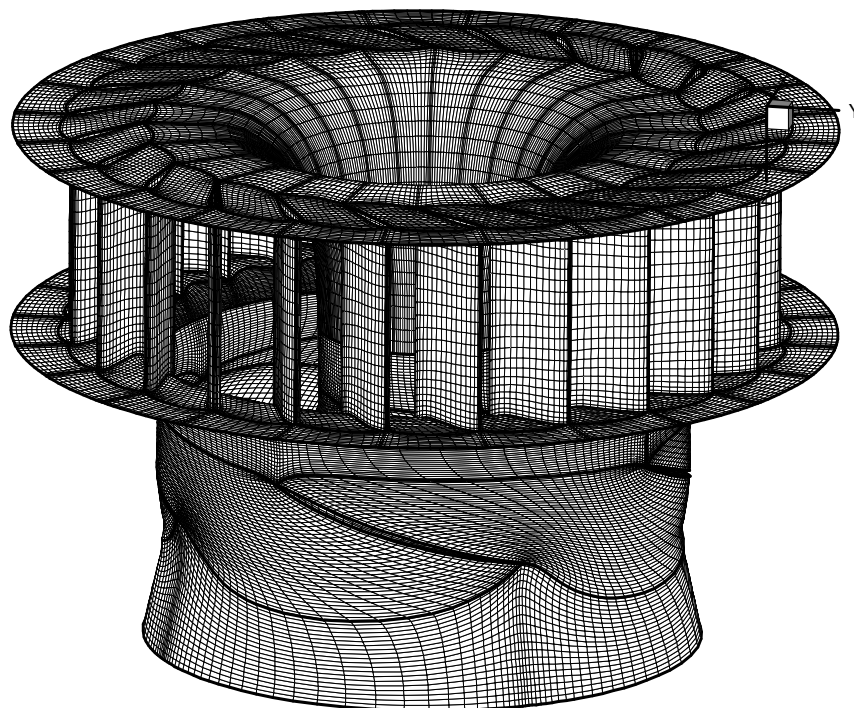


Abb. 4.5: Netz für die Berechnung der Schwimmbahn

Die Berechnung der Schwimmbahnen mit dem Volumenmodell fordert ein Netz, das den gesamten Strömungsraum erfaßt. Zur Berechnung der Schwimmbahnen durch die Stufe mit Leitrad und Laufrad wird deshalb die berechnete periodische Lösung auf das gesamte Strömungsfeld übertragen, siehe Abb. 4.5.

Die instationäre Strömung wird auf einer Multiblock-Topologie berechnet, siehe Abb. 4.6. Der Code verlangt eine identische Teilung des „rotating interfaces“. Die Geometrie wird unter Berücksichtigung der Periodizität mit einem Teilungswinkel von 90 Grad in 18 Blöcke aufgeteilt. Der Bereich um die Schaufeln werden jeweils mit einem O-Gitter vernetzt.

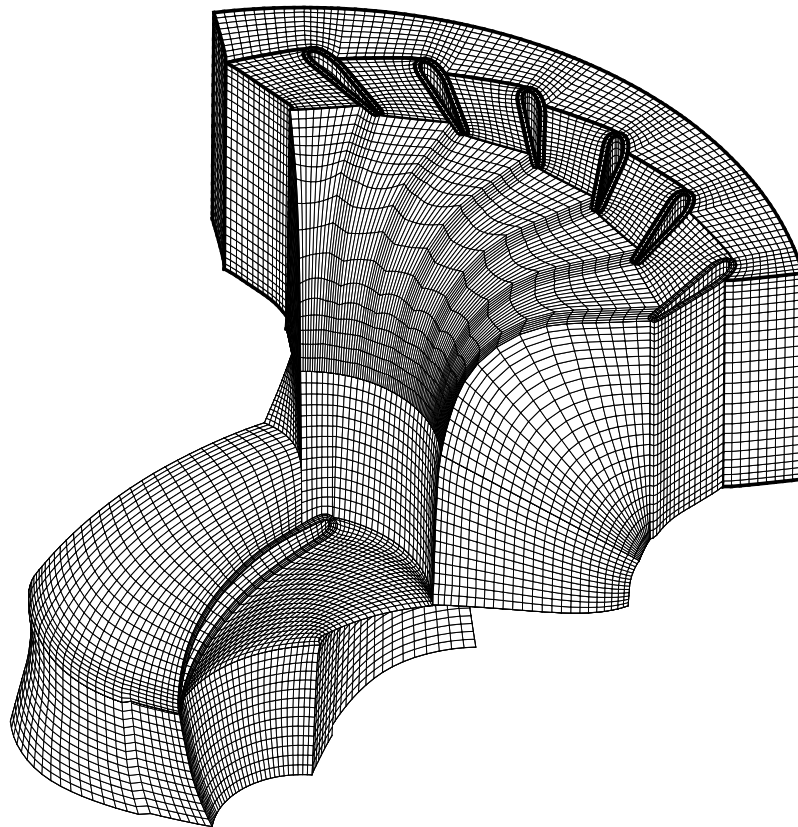


Abb. 4.6: Netz für die instationäre Rechnung

Abb. 4.7 zeigt das Rechenetz, auf dem die Strömung durch die ganze Maschine berechnet wird. Das Gebiet um das Leitrad und das Laufrad wird wie in Abb. 4.6 dargestellt vernetzt. Die Spirale mit den Traversen besteht aus 23 Blöcken. Das Saugrohr wird mit einer O-Netztopologie modelliert. Die gesamte Geometrie ist in 89 Blöcke aufgeteilt.

Die Geometriaufbereitung und die Netzgenerierung erfolgt für die Spirale mit kommerziellen Programmen. Die übrigen Bauteile werden mit am Institut vorhandenen,

eigenen Programmen aufbereitet und vernetzt. Abschließend werden die Einzelkomponenten zusammengefügt.

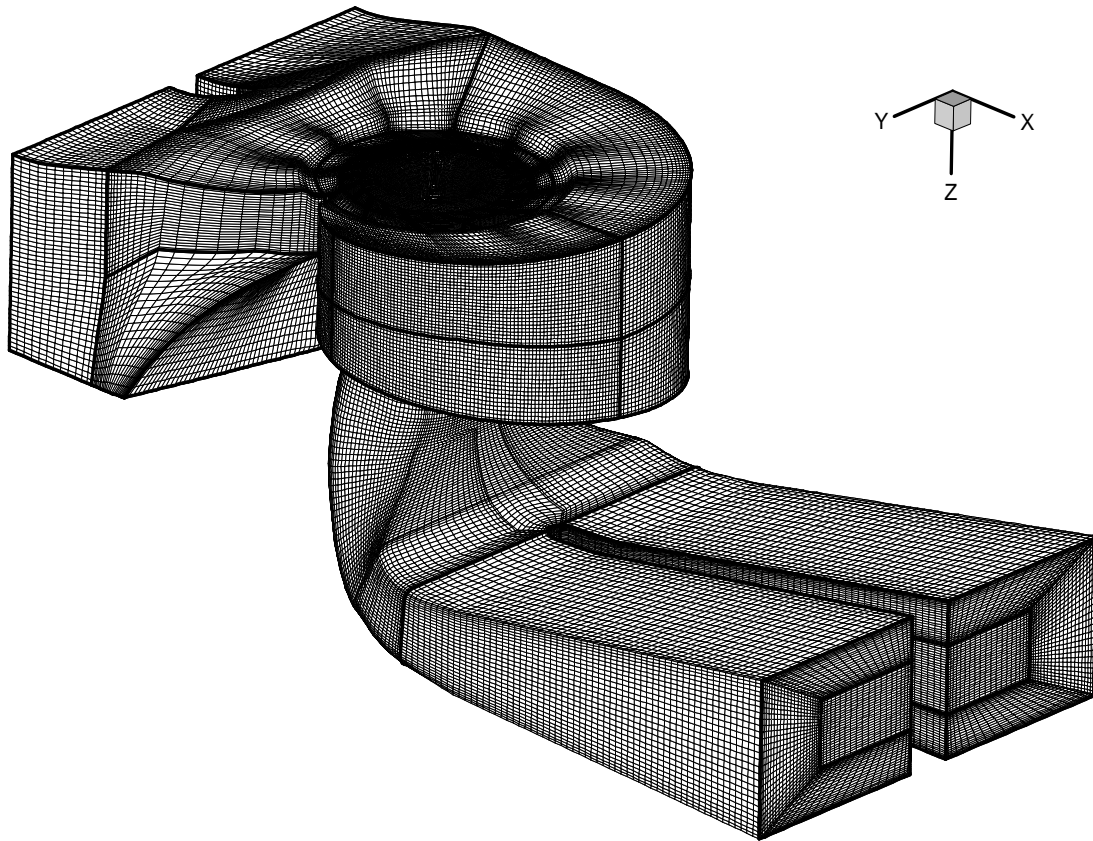


Abb. 4.7: Netz für die Berechnung der ganzen Turbine

Tabelle 4.3 faßt die Daten zu den Rechennetzen zusammen.

Tabelle 4.3: Verwendete Rechennetze für die Nachrechnung Dettelbach

Geometrie	Blockanzahl	Punktezahl (Summe)
Entwurf	2	95 000
Leitrad-Laufrad-Wechselwirkung	18	172 000
Turbine	89	1 915 516
Schwimmbahn Stufe	32	793 075

## 4.2 Auswertung der berechneten Strömung und Schwimmbahnen

Aus der Berechnung einer inkompressiblen Strömung ergeben sich die folgenden Stromfeldgrößen:

- die Geschwindigkeiten in den drei kartesischen Richtungen  $u, v$  und  $w$
- der statische Druck  $p$
- die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipationsrate  $\varepsilon$

Aus diesen Strömungsgrößen werden weitere Größen abgeleitet, die für eine Interpretation bzgl. der Gefährdung der Fische beim Durchgang durch die Turbine verwendbar sind.

Nach CADA [54] und GUENSCH [18] sind bereits folgende Parameter für Fische als schädigend bekannt:

### **Kollision:**

Der Weg durch die Turbine führt den Fisch an Stellen mit stark umgelenkter Strömung, an zahlreichen Engstellen, z. B. den Leitschaufeln, und an schnell rotierenden Bauteilen vorbei. Die Gefahr mit Bauteilen der Turbine zu kollidieren, ist hoch. Neben den geometrischen Randbedingungen ist die Differenzgeschwindigkeit zwischen dem Körper und einer bewegten Wand  $v_{koll} = v_P - v_W$  ausschlaggebend für die Schwere der Verletzungen. Eine Kollisionsgeschwindigkeit von ca. 5 m/s führt bei Kollisionen mit relativ dicken Profilen zu leichten, aber nicht tödlichen Verletzungen. Bei einer Kollision mit dünneren Profilen führt eine Geschwindigkeit von ca. 7 m/s zu schweren Verletzungen, siehe TURNPENNY [53], CADA [54].

### **Druckänderungen:**

Ein Fisch ist an ein Niveau des statischen Druckes akklimatisiert, d.h. seinem Umgebungsdruck  $p_{acc}$  angepaßt. Ein Wechsel seines Umgebungsdruckes führt zu einer Ausdehnung oder Kompression seiner Schwimmblase. Eine Druckabsenkung kann je nach Menge des im Wasser gelösten Sauerstoffs auch zum Auslösen von Gasblasen im Körper des Fisches führen, siehe ABERNETHY [1], ähnlich einem Taucher der aus der Tiefe zu schnell an die Wasseroberfläche zurückkehrt. Nach CADA [54] ist die Druckabsenkung wesentlich gefährlicher für den Fisch als eine Druckerhöhung. Auch die Fischgattung spielt eine große Rolle. Physostome Fischarten, wie z. B. Forellen, besitzen eine Verbindung zwischen der Schwimmblase und der Mundöffnung. Sie können auf Druckerhöhung schneller reagieren, indem sie die Luft aus der Schwimmblase „ausspucken“. Physoclysten, wie z. B. Barsche, besitzen diese Verbindung nicht. Sie führen den Druckausgleich mit der Umgebung diffusiv über das Blut

durch. Diese Gattungen sind somit wesentlich gefährdeter bei plötzlichen Druckabsenkungen. In Abb. 4.8 ist die Mortalität von Fischen über das Verhältnis von Druckabsenkung zum akklimatisierten Druck aufgetragen. Unterhalb einer Druckabsenkung auf ca. 60 % des ursprünglichen Umgebungsdruckes nimmt die Mortalität bei vielen Fischarten zu, unterhalb von 40 % treten die höchsten Mortalitätsraten auf.

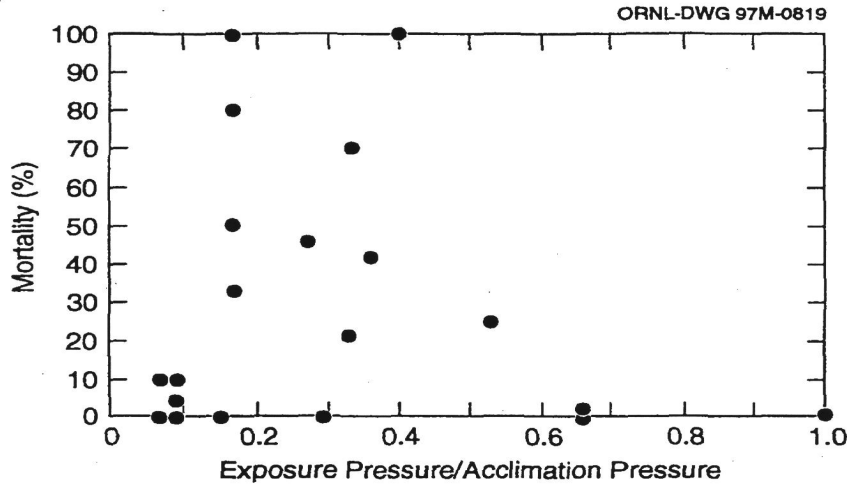


Abb. 4.8: Die Mortalität von Fischen in Abhängigkeit von der Druckabsenkung relativ zum akklimatisierten Druck, aus CADA [54]

Der statische Druck  $p_{CFD}$ , den die CFD-Rechnung liefert, entspricht noch nicht dem in der Turbine tatsächlich vorherrschenden statischen Druck  $p$ . Er muß in einem Postprocessing nachträglich angepaßt werden, da aus numerischen Gründen üblicherweise bei Strömungsrechnungen nicht der barometrische Druck, sondern ein sinnvolles Niveau, in der Regel  $p = 0$ , als Austrittsrandbedingung vorgeschrieben wird. Der statische Druck muß nachträglich auf das reale Niveau angehoben werden. Er wird auf den Totaldruck am Kontrollraumeintritt skaliert mit

$$p_{t,0} = p_0 + \frac{1}{2} \rho \bar{c}^2 \quad . \quad (4.4)$$

Die Abschätzung des realen statischen Druckes  $p_{corr}$  erfolgt über die Stromfadentheorie nach Bernoulli mit:

$$p_{corr} = \rho g (H - h_b - h_{saug}) - \frac{1}{2} \rho c_0^2 - p_0 + p_{CFD} \quad . \quad (4.5)$$



Der barometrische Druck  $p_b$  wird abgeschätzt über:

$$p_b = \frac{1 \cdot e^5}{1000} \left[ 953. + \frac{-56}{500} (h_{geo} - 500) \right] , \quad (4.6)$$

wobei  $h_{geo}$  die Aufstellungshöhe der Turbine über der Meereshöhe beschreibt.

Die Aufstellungshöhe  $h_{geo}$  wird mit 185.5 m und die Saughöhe als Differenz zwischen dem Unterwasser und dem Eintritt in das Leitrad mit 4.75 m angegeben.

Die Belastung eines Fisches durch die Turbinenpassage ist abhängig von seiner Eintrittstiefe beim Einschwimmen in die Turbine. Der akklimatisierte Druck  $p_{acc}$  des Fisches wird für drei Eintrittsebenen in die Turbine berechnet, siehe Tabelle 4.4. Der Fisch soll oberflächennah einschwimmen, bei 50 % der Wassertiefe und über den Boden.

Tabelle 4.4: Akklimatisierte Drücke von Fischen beim Einschwimmen in die Turbine

	Wassertiefe	$z/z_{max}$	akklimatisierter Druck
$p_{acc1}$	0.0	0 %	$0.988e^5$ [Pa]
$p_{acc2}$	3.8	50 %	$1.360e^5$ [Pa]
$p_{acc3}$	7.6	100 %	$1.730e^5$ [Pa]

### Scherkräfte:

Die Scherspannung  $\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$  ist nach NEITZEL [31] für Fische nicht gefährdend, wenn die Scherrate bzw. Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{\Delta u}{\Delta y}$  bei einer Referenzlänge von  $\Delta y = 1.8$  cm unter 512 1/s bleibt. Die Scherrate sollte dabei nicht nur infinitesimal betrachtet werden, sondern auch makroskopisch, da die räumliche Ausdehnung eines Fisches eine wesentliche Rolle spielt.

Große Scherraten treten im wesentlichen im Bereich von Spalten und in den Grenzschichten auf, insbesondere an den Spalten der Laufschaufel, wo sehr hohe Druckgradienten zu beobachten sind.

Bei der vorliegenden Untersuchung wird auf die Scherkräfte nicht weiter eingegangen, da die wesentlichen Ursachen der hohen Scherraten, die Spaltströme und die daraus resultierenden Verwirbelungen in den Nachläufen des Leitrades und des Laufrades, nicht modelliert werden.

Als ein Indiz für hohe Scherwirkung in der Strömung kann der Turbulenzgrad der Strömung herangezogen werden:

$$Tu = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{k}{c_\infty^2}} . \quad (4.7)$$

In die turbulente kinetische Energie  $k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$  gehen die Normalspannungen des Reynolds-Spannungstensors ein.

### **Kavitation:**

Fällt der statische Druck  $p$  unter das Niveau des Dampfdrucks von Wasser  $p_{va} = 2500$  Pa, findet ein Phasenübergang zum dampfförmigen Zustand statt. Geraten die entstandenen Gasblasen wieder in Bereiche höheren Drucks implodieren die Blasen schlagartig. Die Kavitation ist eine wesentliche Ursache für das Auftreten von Erosionsschäden an der Turbine. Die Schädigung der Fische wird verursacht durch die bei der Kavitation auftretenden Micro-Jets oder die von der Kavitation ausgelösten Druckwellen.

Der Abstand des statischen Druckes  $p$  vom Dampfdruck wird mit dem Druckbeiwert  $c_p$  beschrieben, siehe Gleichung 4.3:

### **Geschwindigkeiten, Beschleunigung:**

Eine Geschwindigkeitsänderung erfolgt durch die Wirkung von Kräften. Sehr schnelle Geschwindigkeitsänderungen bedingen hohe Kräfte, die über die Körperoberflächen übertragen werden. Bedingt durch die hohe Dichte  $\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3$  des Fluids kann eine hohe Geschwindigkeitsänderung des Fluids Schädigungen an Fischen verursachen, siehe GUENSCH [18]

### **Abhängigkeit von der Länge eines Fisches:**

Die bereits diskutierten Parameter haben bei allen Fischen unterschiedliche Wirkung. In Abb. 4.9 ist die Abhängigkeit der einzelnen Schädigungsmechanismen von der Länge eines Fisches dargestellt.

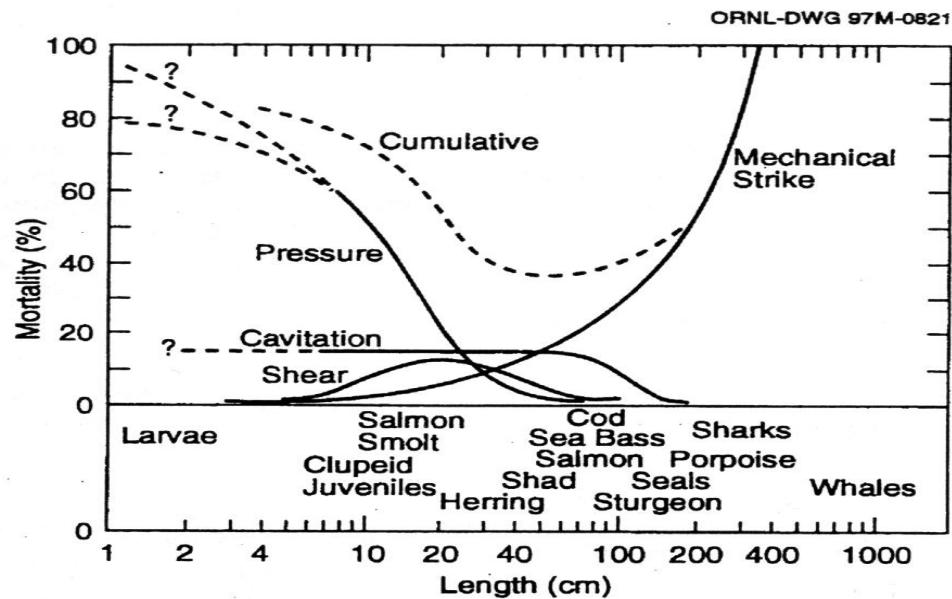


Abb. 4.9: Die Abhängigkeit der Schädigungsmechanismen von der Länge eines Fisches, aus CADA [54]

### 4.3 Auswertung in einer VR Umgebung

Die Auswertung der Strömung mit Hilfe von Diagrammen und Kontourplots liefert bereits viele Informationen über das Verhalten der Strömung und der Fische während der Passage durch die Turbine. Durch die Beobachtung in einer Virtuellen Realität (VR) Umgebung können die Informationen von Strömungsgrößen und deren Auswirkungen auf den Fisch in direktem Zusammenhang mit den geometrischen Randbedingungen vor Ort ausgewertet werden. Eine direkte Beobachtung des Verhaltens an einem bestimmten Ort in der Turbine kann oft entscheidende Impulse für die Verbesserung von Konstruktionen liefern.

Die Turbinenpassage kann von einem Beobachter aus der Perspektive des Fisches unmittelbar beobachtet werden. Das Verhalten des Fisches, die Einwirkung der Strömung und eventuell auftretende Kollisionen sollen Aufschluß über mögliche Schädigungsmechanismen liefern.

In der vorliegenden Arbeit wird die VR modellhaft dargestellt an einem mitschwimmenden Beobachter, der in einem geringen Abstand dem Fisch folgt und auf diese Weise die Szenerie des Fischdurchgangs unmittelbar beobachten und auswerten kann.

Die Szenerie wird erzeugt mittels eines Programms, das aus den Daten einer

Schwimmbahn und der Turbinengeometrie ein Makro für das kommerzielle Programm TECPLOT erzeugt. TECPLOT exportiert die Szenerie des Fischdurchgangs in ein Filmformat.

## 4.4 Fischmodelle

Die Fischarten unterscheiden sich zum Teil erheblich in der geometrischen Gestalt. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden exemplarisch zwei Geometrien untersucht, die sich in ihrem Verhältnis Länge/Breite und Länge/Höhe unterscheiden. Für Fische mit einem extrem großen Verhältnis der Länge zur Breite wie z. B. der Aal, ist das vorgeschlagene Starrkörpermodell nicht mehr anwendbar. Hierfür müssen erweiterte Modelle entwickelt werden, die eine flexible Körperform berücksichtigen.

Zur Vereinfachung werden die beiden Geometriemodelle nach ihren typischen Vertretern benannt:

- Forelle (FOR)
- Flußbarsch (BAR)

Die untersuchten Fischmodelle sind in Abb. 4.10 dargestellt. Die Größenangaben sind aus HOLZNER [21] entnommen.

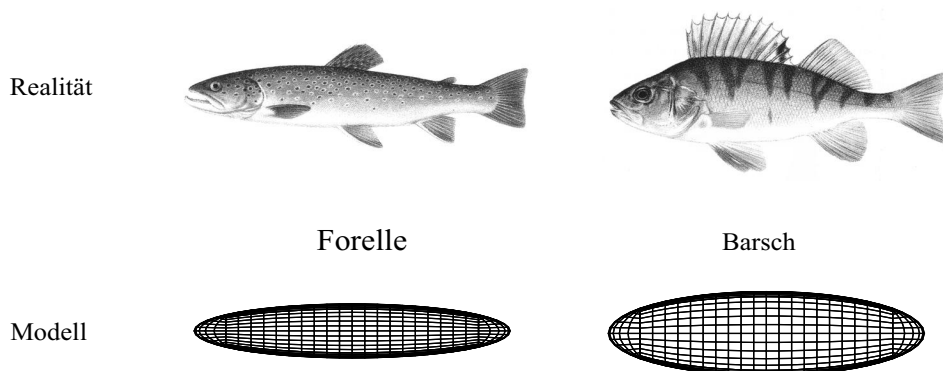


Abb. 4.10: Modellierung verschiedener Fischarten als Ellipsoid

Die beiden Fischmodelle werden in Längensklassen von 2.5 cm, 5 cm, 10 cm und 20 cm Länge eingeteilt. In Tabelle 4.5 und 4.6 sind die geometrischen Abmessungen

der Modelle zusammengefaßt. Die Größenangaben sind aus HOLZNER [22] abgeleitet. Die Masse  $m_{Fisch}$  der Tiere wird als Produkt aus Volumen  $V_{Fisch}$  und durchschnittlicher Dichte  $\varrho_{Fisch}$  gebildet. Die Modelle mit 20 und 10 cm Länge werden mit dem Volumenmodell berechnet, während für die Modelle mit 2.5 und 5 cm Länge das Punktmodell angewendet wird.

Die Länge eines Fisches  $l_F$  wird in Beziehung zu einer mittleren Länge zwischen zwei Schaufeln  $t_m$  gesetzt, siehe auch Abb. 4.11. Die mittlere Länge ist die Umfangslänge auf einem mittleren Radius zwischen zwei Schaufeln des Laufrades,

$$t_m = r_m \frac{2\pi}{Z} \quad \text{mit} \quad r_m = \frac{D + D_N}{4} \quad . \quad (4.8)$$

Für beide Modelle wird eine über den Körper homogen verteilte Dichte von  $\varrho = 1000.0 \text{ kg/m}^3$ , entsprechend der Dichte von Wasser, angenommen. Für die Masse des Fisches ergibt sich somit:

$$m_{Fisch} = \varrho_{Fisch} V_{Fisch} \quad . \quad (4.9)$$

Tabelle 4.5: Geometrische Daten des Modellfisches Forelle (FOR)

Länge [cm]	$l_F/t_m$	Breite [cm]	Höhe [cm]	Ersatz- durch- messer[m]	rechnerische Masse [g]	Volumen [ $m^3$ ]
20	0.101	2.0	3.6	$5.23e^{-2}$	74.7	$7.4800e^{-5}$
10	0.050	1.0	1.2	$2.61e^{-2}$	9.3	$0.9350e^{-5}$
5	0.025	0.5	0.9	$1.30e^{-2}$	1.17	$0.1170e^{-5}$
2.5	0.013	0.25	0.45	$0.65e^{-2}$	0.146	$0.0146e^{-5}$

Tabelle 4.6: Geometrische Daten des Modellfisches Barsch (BAR)

Länge [cm]	$l_F/t_m$	Breite [cm]	Höhe [cm]	Ersatz- durch- messer[m]	rechnerische Masse [g]	Volumen [ $m^3$ ]
20	0.101	2.5	5.6	$6.50e^{-2}$	145.0	$14.500e^{-5}$
10	0.050	1.1	2.8	$3.16e^{-2}$	16.5	$1.654e^{-5}$
5	0.025	0.55	1.4	$1.56e^{-2}$	1.9	$0.199e^{-5}$
2.5	0.013	0.27	0.7	$0.78e^{-2}$	0.146	$0.024e^{-5}$

Im folgenden soll überschlägig abgeschätzt werden, ab welcher maximalen Größe ein Fisch ohne Kollision nicht mehr die Turbine passieren kann, siehe Abb. 4.11. Ein mit der Strömung einschwimmender Fisch hat die größte Chance ohne Kollision

durch die Turbine zu schwimmen, wenn er nahe der Druckseite in den Schaufelkanal eintritt. Eine charakteristische Zeit  $\tau_F$  kann für einen Fisch der Länge  $l_F$  und der Geschwindigkeit  $c_F$  berechnet werden mit:

$$\tau_F = \frac{l_F}{c_F} \quad . \quad (4.10)$$

Der Schaufelkanal wird mit der Geschwindigkeit  $c_{ax}$  durchströmt. Für die Laufschaukel der Turbine kann eine charakteristische Zeit  $\tau_U$  unter Berücksichtigung einer Umfangslänge  $t$  auf dem Referenzradius und der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  mit

$$\tau_U = \frac{2\pi}{Z} \frac{1}{\omega} \quad (4.11)$$

berechnet werden.

Um nicht mit der nächstfolgenden Schaufel zu kollidieren, muß der Fisch den Ort verlassen haben, ehe die nächstfolgende Schaufel diesen erreicht. Es muß gelten:

$$\tau_F \leq \tau_U \quad . \quad (4.12)$$

Daraus läßt sich ableiten, daß die Fischlänge der Bedingung

$$l_F \leq \frac{2\pi}{Z} \frac{c_{ax}(r)}{\omega} \quad (4.13)$$

genügen muß.

Mit den Werten des Beispiels der Turbine in Dettelbach muß ein Fisch also eine Länge  $l_F$  kleiner als 55 cm besitzen, um eine Möglichkeit zu haben, ohne Kollision durch die Turbine zu schwimmen.

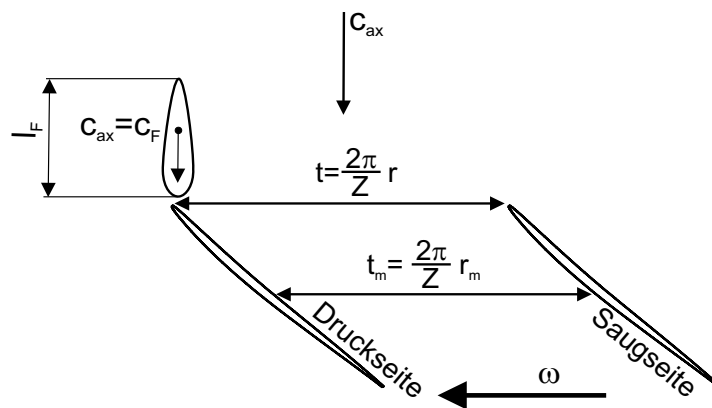


Abb. 4.11: Abschätzung einer maximalen Fischlänge

## 4.5 Strömungsrechnung

Zunächst soll eine Strömungslösung erzeugt und ausgewertet werden. Die Auswertung der Strömungsdaten soll Informationen liefern bzgl. der Verteilung von Geschwindigkeiten und statischem Druck im gesamten Strömungsfeld.

### 4.5.1 Berechnung der stationären Strömung durch die Stufe

#### 4.5.1.1 Randbedingungen

Die Randbedingungen für die stationäre Strömung durch die Stufe sind in Tabelle 4.7 zusammengefaßt. Angegeben werden am Eintritt die Werte für die Radial-, Umfangs- und Axialkomponenten des Geschwindigkeitsvektors,  $c_r$ ,  $c_u$ ,  $c_{ax}$ , und die turbulente kinetische Energie  $k$  sowie die Dissipationsrate  $\varepsilon$ . Für den Austritt ist ein mittlerer Wert für den statischen Druck  $p$  angegeben.

Tabelle 4.7: Randbedingungen für die stationäre Strömung durch die Stufe

Eintritt					Austritt
$c_r[\frac{m}{s}]$	$c_u[\frac{m}{s}]$	$c_{ax}[\frac{m}{s}]$	$k_{in}[\frac{m^2}{s^2}]$	$\varepsilon_{in}[\frac{m^2}{s^3}]$	$\bar{p}[\text{Pa}]$
-1.653	1.613	0.0	0.0032	0.0051	0.0

Die Strömungsgrößen werden am Interface zwischen Leitrad und Laufrad über ein „stage interface“ umfangsgemittelt übergeben.

#### 4.5.1.2 Ergebnisse

Der statische Druck und die Geschwindigkeiten sollen anhand eines Schnittes im Leitrad und 5 Schnitten in einer Ebene  $z = 0$  des Laufrades untersucht werden. In Abb. 4.12 sind die repräsentativen Schnittebenen dargestellt. Schnitt A befindet sich in axialer Richtung im Leitrad bei 50 % der Kanalbreite und 50 % der Leitschaufellänge. Im Laufrad wird die Schnittebene durch den Kugelmittelpunkt gelegt und in fünf radialen Schnitten mit einem Winkel von 15°, 30°, 45°, 60° und 75° gegenüber der Zapfenachse gemessen.

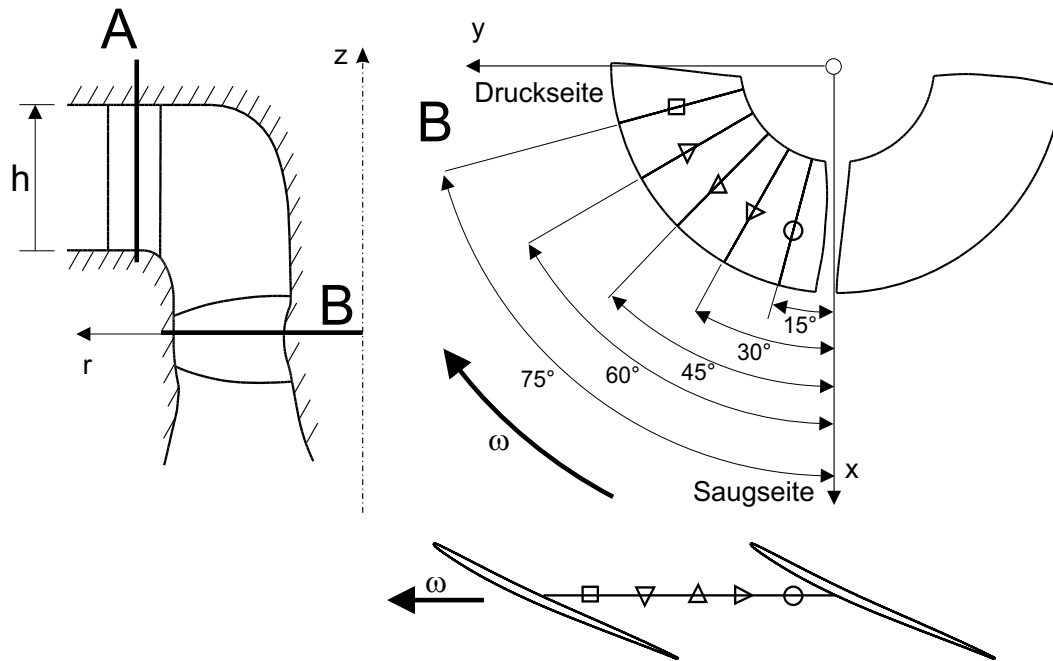


Abb. 4.12: Darstellung der Schnittebenen zur Untersuchung der Strömungsdaten der Stufe

Für jeden Schnitt wird die Transportgeschwindigkeit  $v$ , die den Fisch durch die Stufe trägt, und der mit Gleichung 4.5 zurückgerechnete statische Druck dargestellt. Die Geschwindigkeit ist ein Maß für die auf den Fischkörper wirkenden Kräfte im Falle einer Kollision bzw. für die auf den Körper wirkenden Fluidkräfte bei einer starken Änderung der Geschwindigkeit. Zusätzlich wird der statische Druck auf den akklimatisierten Druck für die unter Tabelle 4.8 definierten Eintrittsebenen eines einschwimmenden Fisches bezogen.

### Leitrad

In Abb. 4.13 ist die Absolutgeschwindigkeit im Leitrad als repräsentative Transportgeschwindigkeit des Fluids über der Kanalhöhe im Leitapparat aufgetragen. Die Geschwindigkeiten im Leitrad bewegen sich zwischen 2.6 und 3.8 m/s. Eine Bewertung bezüglich der Gefahr von Kollisionen ist nur bedingt möglich, da bisher keine verbindlichen Grenzwerte für die Kollision ermittelt wurden. Ein Vergleich mit der in der Einführung dieses Kapitels genannten Größe von 5 m/s bei stumpfen Profilen weist jedoch auf eine Gefahr von zumindest leichten Verletzungen bei einer möglichen Kollision mit der Leitschaufel hin.

Wesentlich für die Gefährdung eines Fisches ist das Niveau über den Flußgrund, über das ein Fisch in die Turbine einschwimmt. Ein Fisch, der über die Flußsohle in die Turbine einschwimmt, ist an einen hohen statischen Druck  $p_{acc3}$  akklimatisiert,



siehe Tabelle 4.8. Für diesen Fisch, je nachdem in welcher Höhe er nach der Spirale das Leitrad durchschwimmt, ergibt sich dort ein statischer Druck, der zwischen 53 % und 56 % des akklimatisierten Druckes liegt, siehe Abb. 4.17. Insgesamt liegen die Werte wenig unter 60 %, einer als kritisch angenommenen Größe. Unterhalb dieser Größe nimmt die Mortalität durch die Druckabsenkung zu.

Für höher gelegene Einschwimmebenen in die Turbine, d. h. einer mittleren Flußtiefe,  $p_{acc2}$ , bzw. oberflächennah,  $p_{acc1}$ , liegen die statischen Drücke über 60 % des akklimatisierten Druckes, siehe Abb. 4.16 bzw. 4.15. Der Bereich des Leitrades kann also bzgl. der Druckabsenkung noch als relativ ungefährlich betrachtet werden, siehe auch Abb. 4.8.

Für bestimmte Fischarten, die empfindlich auf Druckabsenkungen reagieren, kann das Einschwimmen über die Flußsohle in die Turbine bereits im Leitrad zu Schädigungen führen.

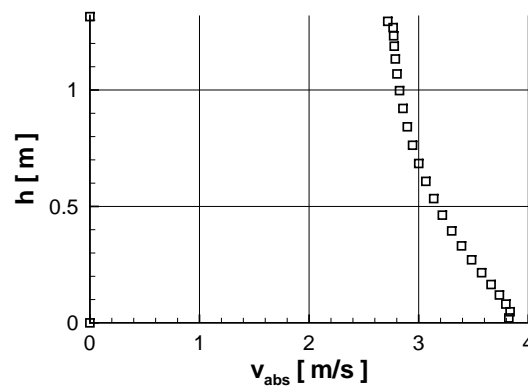


Abb. 4.13: Transportgeschwindigkeit im Leitrad, Schnitt A

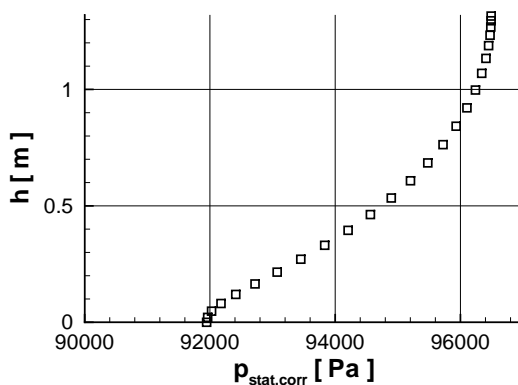


Abb. 4.14: Korrigierter stat. Druck  $p_{corr}$  im Leitrad, Schnitt A

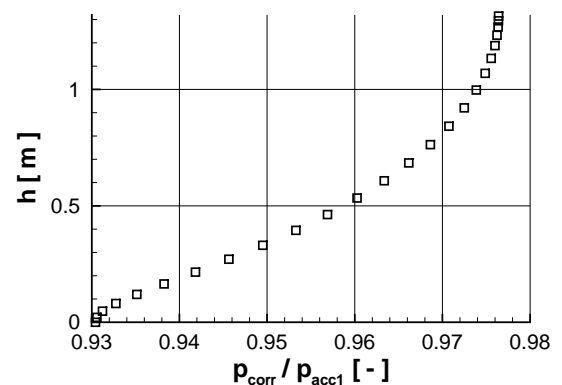


Abb. 4.15: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc1}$  im Leitrad, Schnitt A

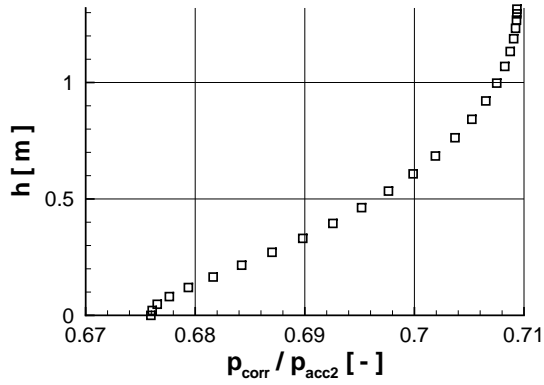


Abb. 4.16: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc2}$  im Leitrad, Schnitt A

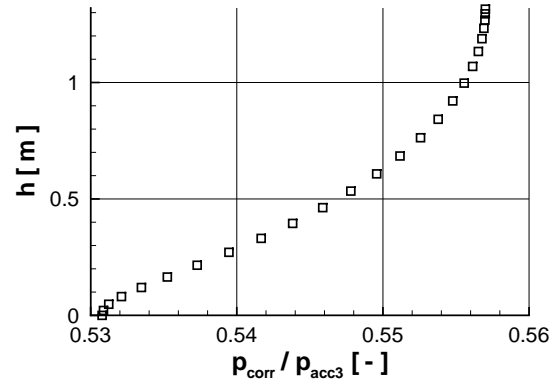


Abb. 4.17: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc3}$  im Leitrad, Schnitt A

## Laufrad

In Abb. 4.18 ist die Axialgeschwindigkeit als repräsentative Transportgeschwindigkeit über Schnitten in einer Ebene in der Mitte des Laufrades aufgetragen. Die Ebene befindet sich auf der Höhe des Kugelmittelpunktes mit  $z = 0$ . Die Normale der Ebene ist nach der Drehachse ausgerichtet. Die fünf Schnitte sind über den Teilungswinkel der Laufschaufel von  $90^\circ$  verteilt, siehe Abb. 4.12. An diesem Ort sind die größten Werte der Axialgeschwindigkeit zu erwarten, da sich hier die engste Querschnittsfläche im Laufrad befindet.

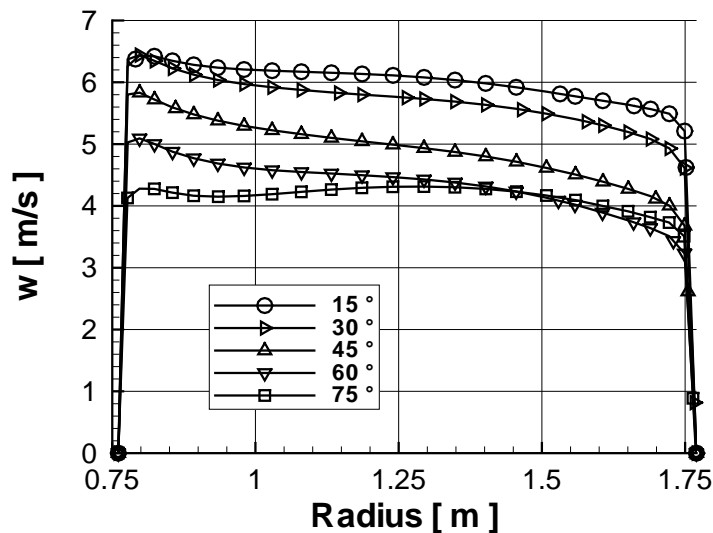


Abb. 4.18: Transportgeschwindigkeit im Laufrad

Die Auswertung der Verhältnisse von statischem Druck zu akklimatisierten Druck zeigt für bereits an niedrige Drücke,  $p_{acc1}$ , akklimatisierte Fische in der Nähe der

Saugseite des Laufrades gefährliche Druckabsenkungen, die bei ca. 45 % liegen, siehe 4.20. Für an höhere statische Drücke akklimatisierten Fische,  $p_{acc2}$  und  $p_{acc3}$ , liegen die Druckverhältnisse bei bis zu 25 %, siehe Abb. 4.21 und 4.22.

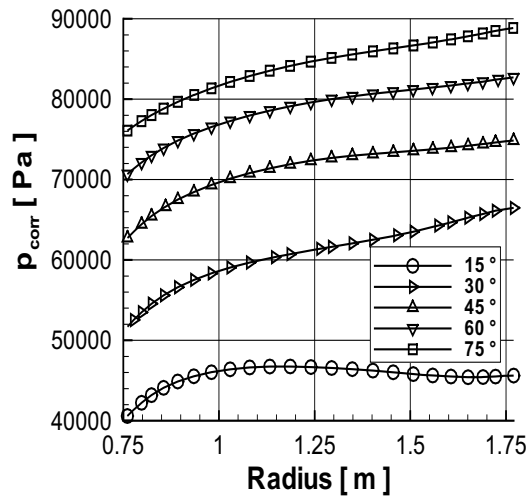


Abb. 4.19: Korrigierter stat. Druck über dem Radius  $p_{corr}$  im Laufrad

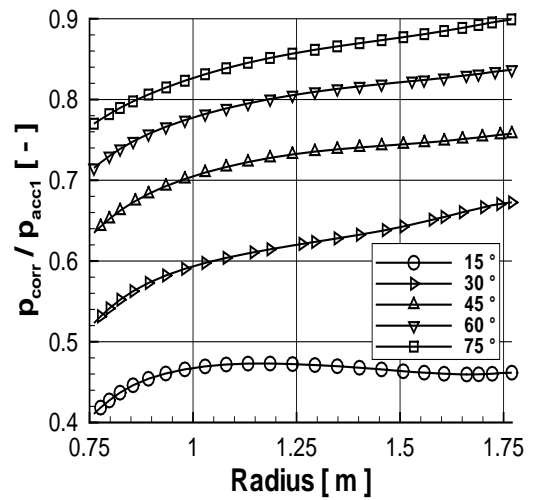


Abb. 4.20: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc1}$  über dem Radius im Laufrad

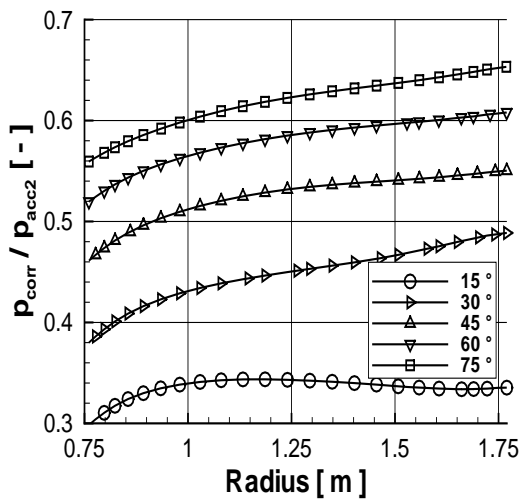


Abb. 4.21: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc2}$  über dem Radius im Laufrad

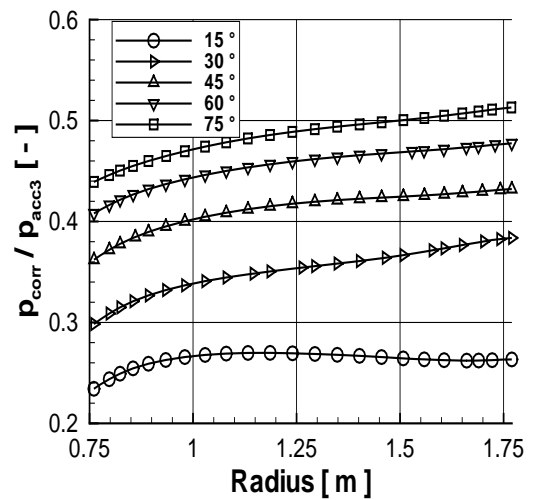


Abb. 4.22: Druckverhältnis  $p_{corr}/p_{acc3}$  über dem Radius im Laufrad

### Gesamtes Strömungsgebiet

Bisher wurde die Strömung nur an ausgewählten kritischen Punkten ausgewertet. Für einen Überblick soll das gesamte Strömungsgebiet analysiert werden. Der ganze

Wertebereich der Druckverhältnisse  $p/p_{acc1}$ ,  $p/p_{acc2}$  und  $p/p_{acc3}$  wird in Abschnitte eingeteilt und der Anteil von Abschnitten des Wertebereiches am Volumen des Strömungsgebietes ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.8 dargestellt. In Tabelle 4.9 ist der Druckbeiwert  $c_p$  abschnittsweise ausgewertet.

Das Gefährdungspotential für das ganze Strömungsgebiet ist abhängig vom akklimatisierten Druck des Fisches. Für einen über den Flußgrund einschwimmenden Fisch mit dem akklimatisierten Druck  $p_{acc3}$  ist nach Tabelle 4.8 das gesamte Strömungsgebiet kritisch. Für höher einschwimmende Fische reduziert sich das Gefahrenpotential entsprechend Tabelle 4.8, z. B. kann für einen über eine mittlere Flußhöhe in die Turbine einschwimmenden Fisch 25 % des Strömungsgebietes der Stufe als kritisch betrachtet werden. Neben der Gestaltung der Schaufelgeometrie übt nach Gleichung 4.5 vor allem die Saughöhe des Saugrohres einen wesentlichen Einfluß auf den statischen Druck in der Turbine aus.

Tabelle 4.8: Anteile von Wertebereichen des statischen Druckverhältnisses am Gesamtvolumen des Strömungsfeldes der Stufe

Wertebereich	$p_{acc1}$ [%]	$p_{acc2}$ [%]	$p_{acc3}$ [%]
0.0 - 0.2	0.00	0.00	0.00
0.2 - 0.4	0.32	16.29	21.21
0.4 - 0.6	19.16	8.91	78.79
0.6 - 0.8	4.01	74.81	0.00
0.8 - 1.0	76.49	0.00	0.00
größer 1.0	0.02	0.00	0.00

Tabelle 4.9: Anteile von Wertebereichen des  $c_p$ -Beiwertes am Gesamtvolumen des Strömungsfeldes der Stufe

Wertebereich	$c_p$ [%]
0.00 - 0.05	1.77
0.05 - 0.10	1.46
0.10 - 0.15	4.17
0.15 - 0.20	19.76
0.20 - 0.25	53.98
0.25 - 0.30	0.00

### 4.5.2 Berechnung der stationären Strömung durch die Turbine

Die Randbedingungen für die stationäre Strömung durch die Stufe sind in Tabelle 4.10 zusammengefaßt. Am Eintritt in das Strömungsgebiet werden die Werte für die drei kartesischen Komponenten der Geschwindigkeit  $u, v, w$  sowie die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipationsrate  $\varepsilon$  vorgeschrieben. Für den Austritt wird ein mittlerer statischer Druck  $p_0$  vorgegeben.

In der Spirale soll das Geschwindigkeitsfeld an verschiedenen, ausgewählten Punkten im Strömungsfeld ausgewertet werden, siehe Abb. 4.23. An den jeweiligen Auswertungspunkten wird die Geschwindigkeitsverteilung über der Kanalhöhe dargestellt.

Tabelle 4.10: Randbedingungen für die stationäre Strömung durch die Stufe

Eintritt					Austritt
$c_r$ [m/s]	$c_u$ [m/s]	$c_{ax}$ [m/s]	$k_{in}$ [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	$\varepsilon_{in}$ [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	$\bar{p}_{stat}$ [Pa]
0.65	0.00	0.0	0.0065	0.0013	0.0

Die Positionen A befinden sich am Eintritt der Spirale jeweils bei 50 % der Breite des rechten und linken Strömungskanals. Die Auswertung für die Positionen B wird in zwei Querschnitten im umlaufenden Kanal durchgeführt, mit jeweils drei Auswertungsstellen auf einem radial nach außen gerichteten Strahl. An jeweils vier, über den Umfang verteilten Orten befinden sich die Positionen C im Traversenring und die Positionen D im Leitradring.

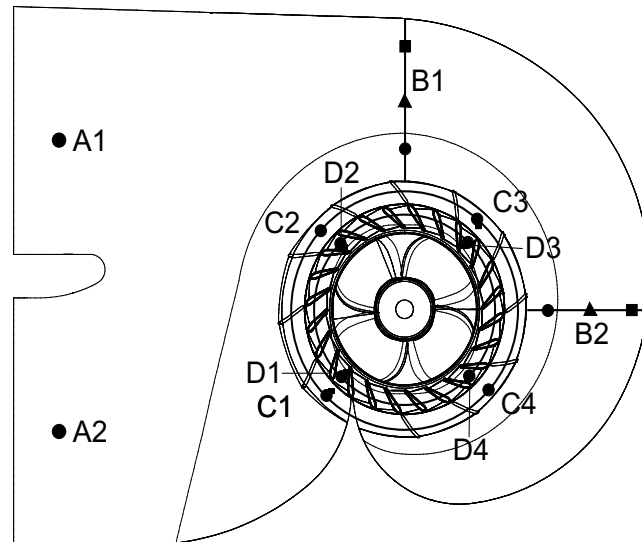


Abb. 4.23: Schnittebenen in der Spirale

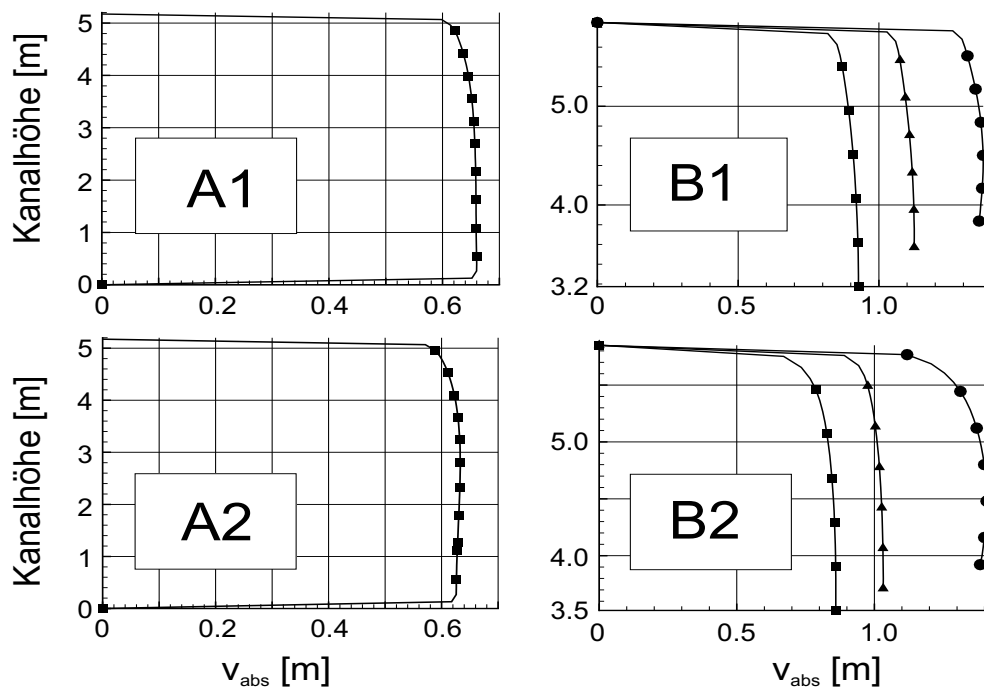


Abb. 4.24: Geschwindigkeiten in verschiedenen Schnittebenen in der Spirale

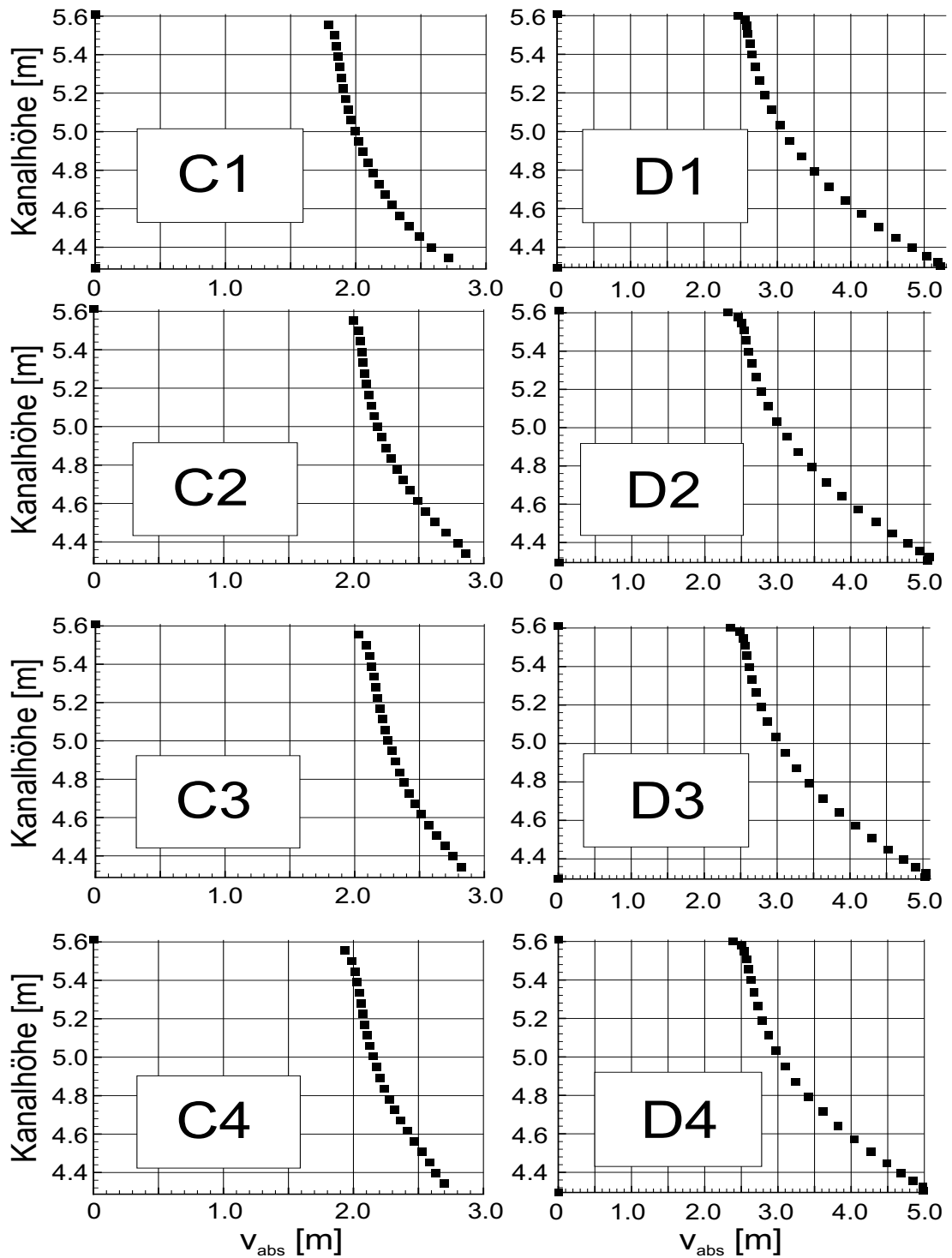


Abb. 4.25: Geschwindigkeiten in verschiedenen Schnittebenen im Traversenring und Leitapparat)

Die auf den vorhergehenden Abbildungen dargestellten Geschwindigkeiten beschreiben die Verteilung der Geschwindigkeiten in der Spirale sowie im Traversenring und

Leitapparat. Erkennbar ist der schnelle Anstieg, den die Geschwindigkeit vom Eintritt in die Spirale bis zum Leitrad hin erfährt.

### 4.5.3 Berechnung der instationären Strömung durch die Stufe

Die Strömung durch eine Turbine ist, bedingt durch die Rotation des Laufrades, ein zeitlich veränderlicher Vorgang. Die Strömungsgrößen sind zeitlichen Schwankungen unterworfen.

In diesem Abschnitt soll die zeitlich veränderliche Strömung durch die Stufe berechnet und ausgewertet werden. Von Interesse sind vor allem die Strömungsgrößen im Interface zwischen Leitrad und Laufrad und deren zeitliche Verläufe.

Die Eintrittsrandbedingungen werden entsprechend den Randbedingungen der stationären Rechnung gesetzt.

Für die zeitliche Auflösung wird angenommen, daß das Überstreichen des Laufrades über einen Leitschaufelkanal mit 10 Zeitschritten aufgelöst wird. Bei einer Winkelgeschwindigkeit des Laufrades von  $\omega = 10.47$  1/s ergibt sich eine Zeitschrittweite von  $\Delta t = 0.0025$  s.

Der zeitliche Verlauf der Energieumsetzung, d. h. die Druckzahlen  $\psi_t$  und  $\psi_{t,th}$  sowie der hydraulische Wirkungsgrad  $\eta_h$  zeigen aufgrund des großen Abstandes zwischen Lauf- und Leitrad nur sehr geringe Schwankungen. In Abb. 4.26 und 4.27 sind die zeitlichen Verläufe für eine Viertelumdrehung der Laufschaufel dargestellt.

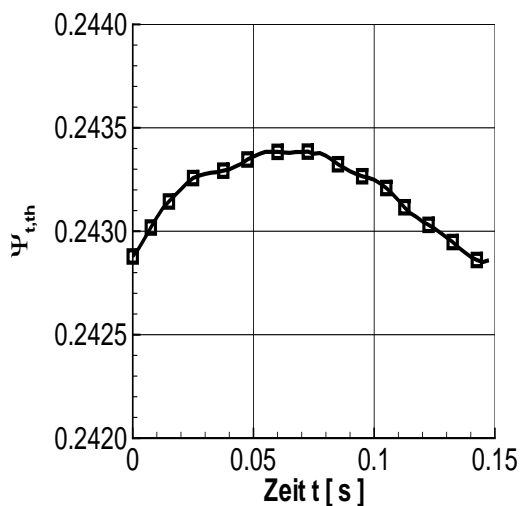


Abb. 4.26: Zeitlicher Verlauf der Energieumsetzung für eine Umdrehung der Laufschaufel

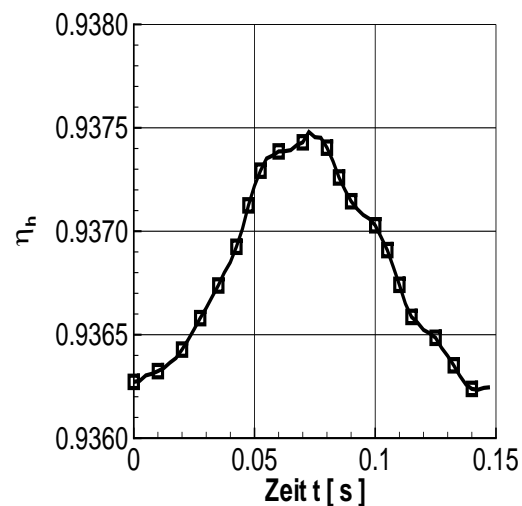


Abb. 4.27: Zeitlicher Verlauf des Wirkungsgrades für eine Viertelumdrehung der Laufschaufel



Der zeitliche Verlauf der Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen wird dargestellt in einem radialen Schnitt durch eine Kegelmantelfläche im Interface zwischen Leitrad und Laufrad, siehe Abb. 4.28. Es wird an fünf Strombahnen verteilt längs des Schnittes ausgewertet. Strombahn 1 befindet sich gehäuseseitig an der Schaufel-  
spitze, Strombahn 25 an der Nabenkontur.

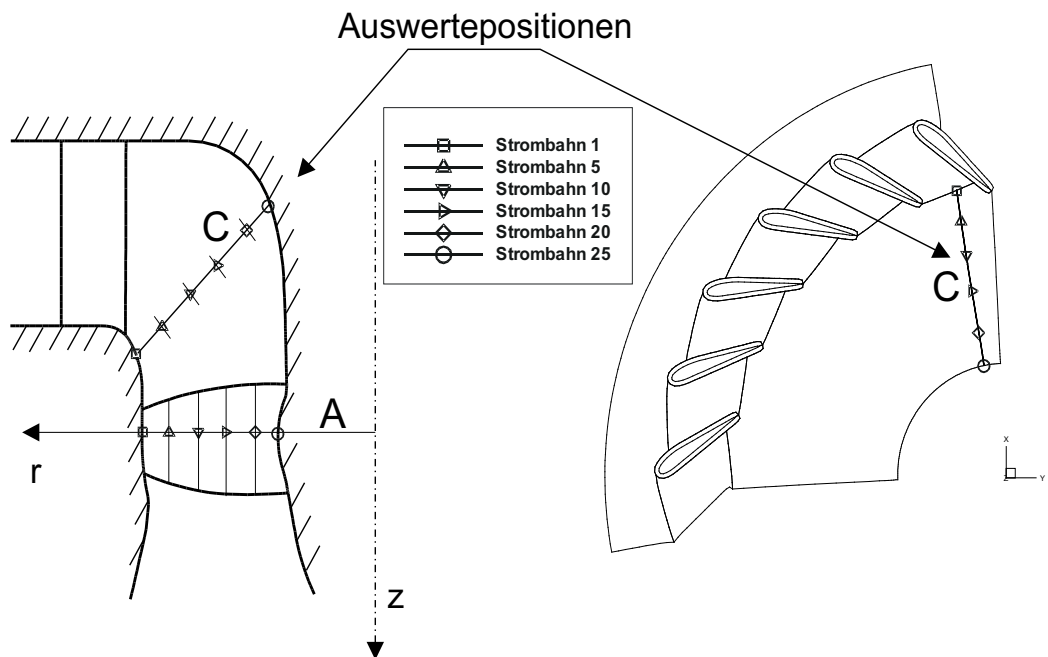
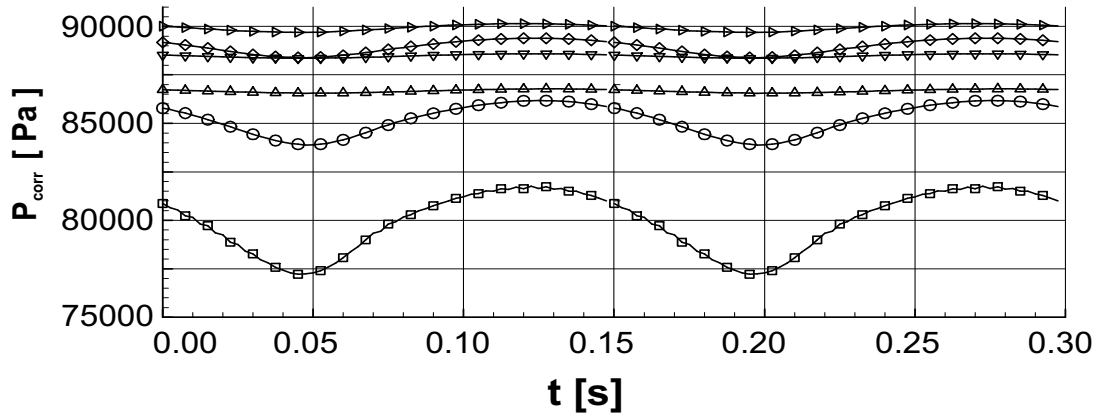
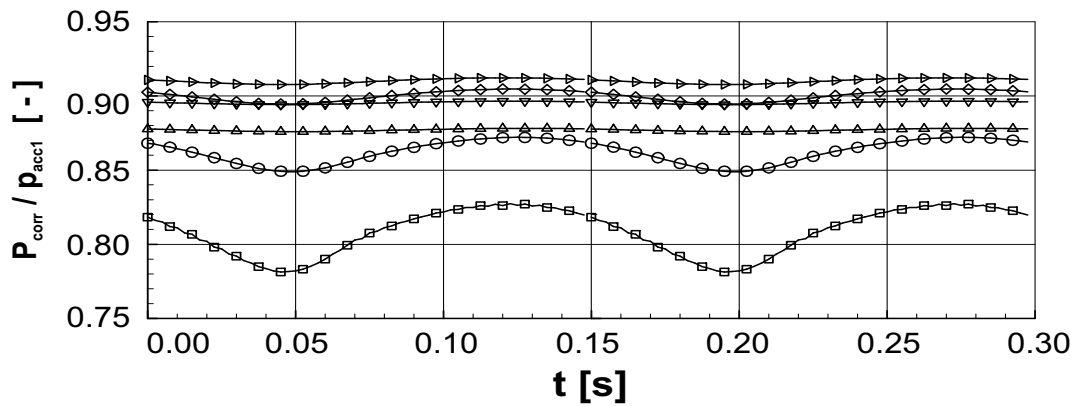
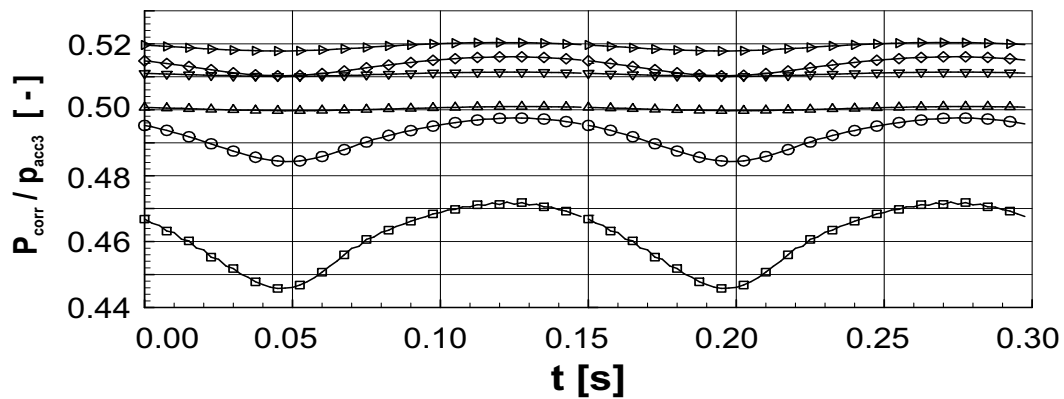


Abb. 4.28: Schnittebene für die Auswertung der instationären Rechnung

In den Abb. 4.29, 4.30, 4.31 sind die Druckverläufe des nach Gleichung 4.6 korrigierten statischen Druckes und seines Verhältnisses zu den akklimatisierten Drücken nach Tabelle 4.4 dargestellt.

Die Länge der Zeitachse entspricht der Zeitdauer für eine halbe Drehung des Laufrades. Die dargestellten Kurven zeigen zwei Perioden des zeitlich veränderlichen Druckes und Geschwindigkeiten. Die kleinste gemessene Aufenthaltsdauer im Interface beträgt ca. 0.35 s für einen Fisch der über das Gehäuse einschwimmt. Ein über die Nabe bzw. mit hoher Kanalhöhe einschwimmender Fisch hält sich etwa 1.1 s im Interface auf.

Abb. 4.29: Zeitlicher Verlauf des Drucks  $p_{corr}$  im InterfaceAbb. 4.30: Zeitlicher Verlauf des Drucks  $p_{corr}/p_{acc1}$  im InterfaceAbb. 4.31: Zeitlicher Verlauf des Drucks  $p_{corr}/p_{acc3}$  im Interface

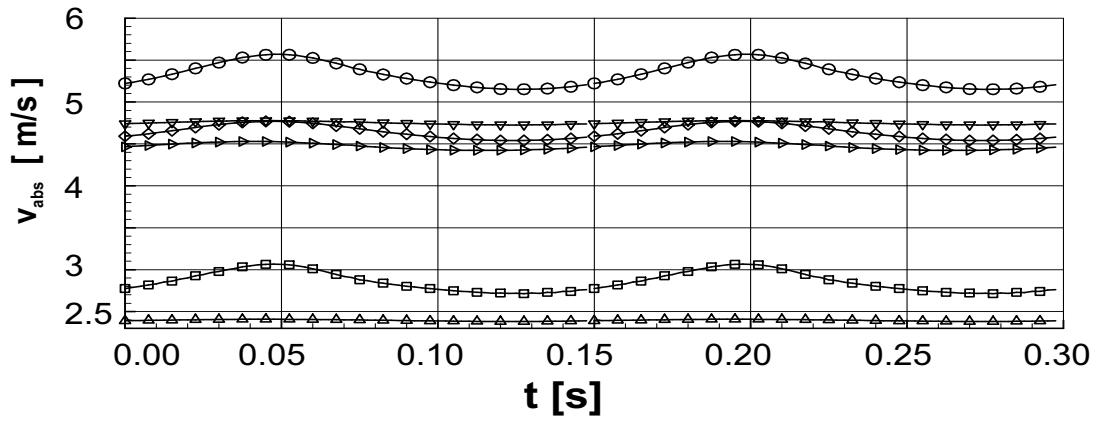


Abb. 4.32: Zeitlicher Verlauf der Absolutgeschwindigkeit im Interface

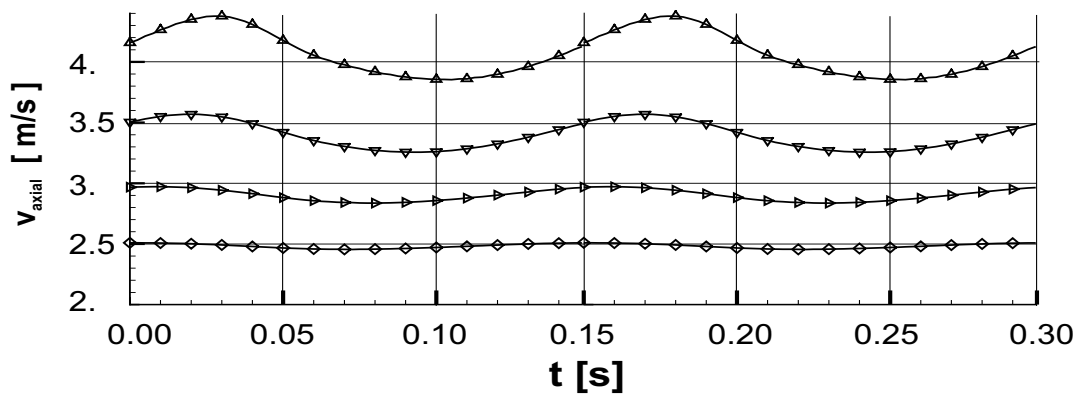


Abb. 4.33: Zeitlicher Verlauf der Axialgeschwindigkeit im Interface

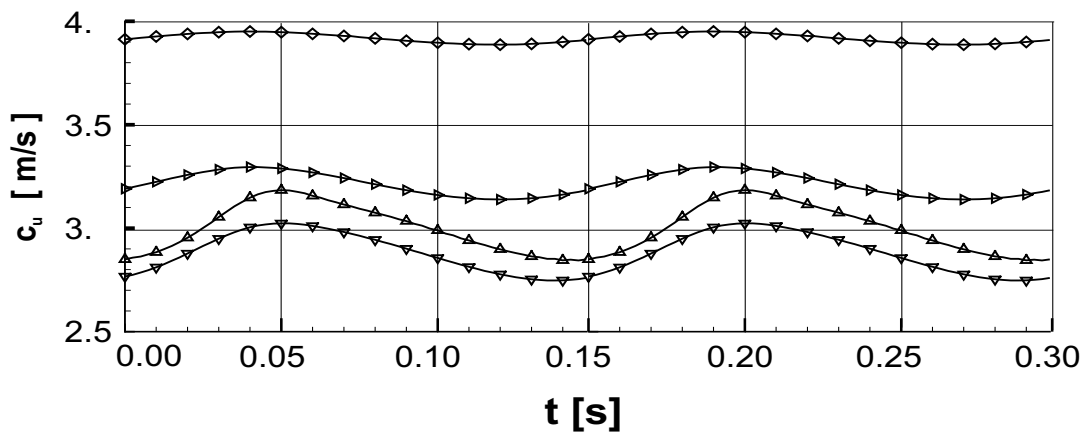


Abb. 4.34: Zeitlicher Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit im Interface

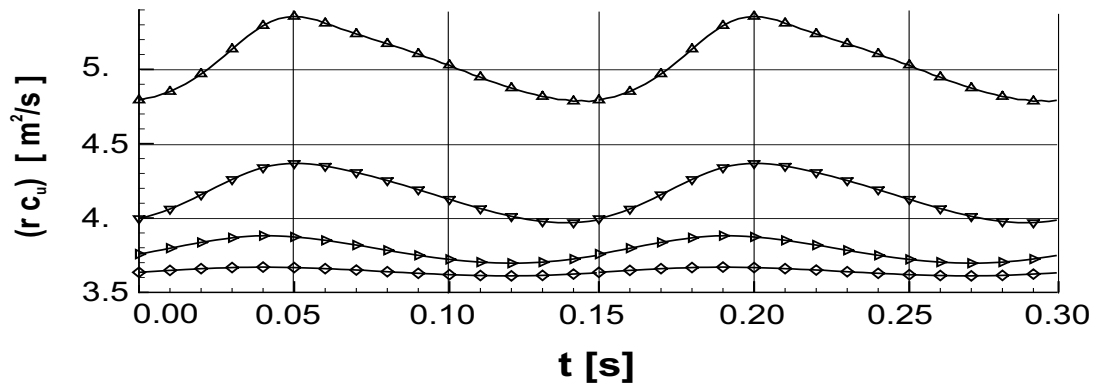


Abb. 4.35: Zeitlicher Verlauf des Dralls ( $rc_u$ ) im Interface

Die zeitliche Veränderung der Strömungsgrößen ist abhängig von der Meßposition. An nabennahen Meßpunkten zeigen die Strömungsgrößen relativ geringe Schwankungen, während in Gehäusenähe, bedingt durch den geringen Abstand zwischen Leitrad und Laufrad, größere Veränderungen der Strömungsgrößen zu beobachten sind. Die Schwankungen liegen für den akklimatisierten Druck je nach Niveau zwischen 4 % und 6 % des Mittelwertes. Die Werte für die Absolutgeschwindigkeit  $v_{abs}$  schwanken um bis zu 13 %, der Drall ( $rc_u$ ) um bis zu 10 % seines mittleren Wertes.

## 4.6 Berechnung der Schwimmbahnen

Die Berechnung der Schwimmbahn soll Aufschluß über die Belastungen von Fischen beim Passieren der Turbine geben. Die bevorzugten Wege und die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen sollen ermittelt werden.

### 4.6.1 Berechnung der Schwimmbahn durch die Stufe

Die Schwimmbahnen werden für verschiedene Eintrittspunkte und verschiedene Startzeitpunkte, sowie für die vorgestellten Fischgrößen und -modelle berechnet.

50 Startpunkte werden jeweils in 5 Ebenen über dem Umfang des Eintrittes verteilt. Die Bahn des Volumenmodells startet mit jeweils zwei unterschiedlichen Winkelpositionen, um den Einfluß der Einschwimmposition zu untersuchen.

In Abb. 4.36 sind die Eintrittsebenen I - V und die Startpunkte der Schwimmbahnen durch die Stufe in jeder Ebene dargestellt.

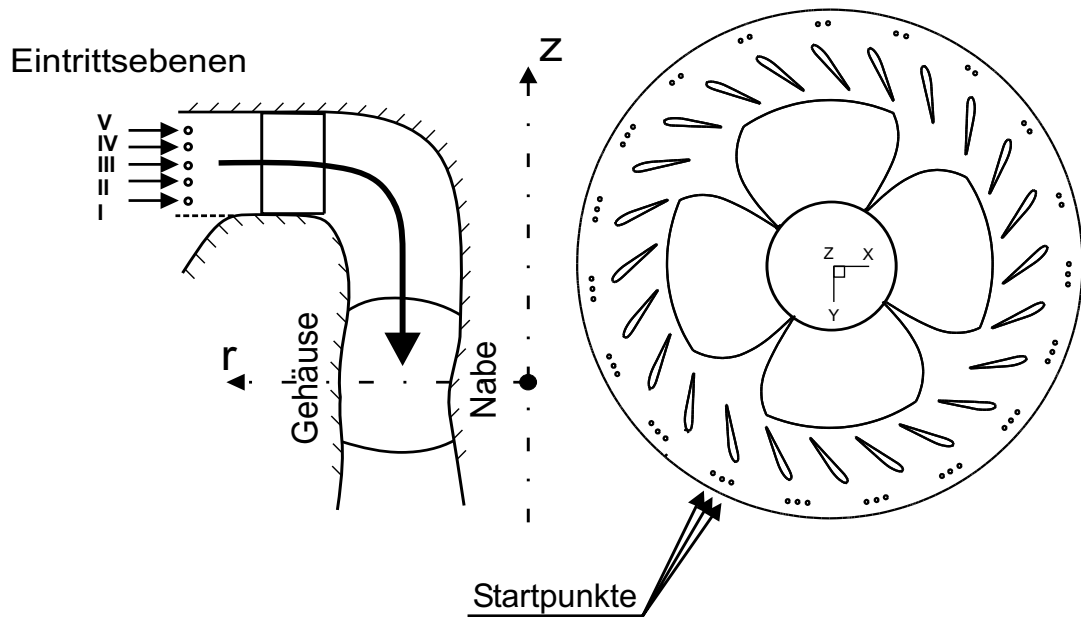


Abb. 4.36: Startpunkte der Schwimmbahnen für die Stufe

Für das Volumenmodell werden zwei Winkelpositionen untersucht, um den Einfluß der Orientierung eines Fisches beim Eintritt in die Turbine zu berücksichtigen:

- Position inline: Der Fisch schwimmt in Richtung der Strömung des Fluides in das Kontrollvolumen ein,
- Position senkrecht: Der Fisch ist beim Einschwimmen parallel zur Leitradachse ausgerichtet.

#### 4.6.1.1 Randbedingungen

Am Eintritt werden die in Tabelle 4.6.1.1 beschriebenen Größen vorgeschrieben.

Koordinaten des Schwerpunktes:  $x, y, z$

Kardan-Winkel gegenüber dem Inertialsystem:  $\alpha, \beta, \gamma$

Geschwindigkeit des Schwerpunktes:  $u_P, v_P, w_P$

Eine Drehbewegung findet zum Zeitpunkt des Startes nicht statt,  $\omega_{x,0} = \omega_{y,0} = \omega_{z,0} = 0$

Das Interface zwischen Leitrad und Laufrad ist ein Stage-Interface.

Die Berechnung der Schwimmbahn erfolgt im Absolutsystem. Nach jedem Zeitschritt wird das Laufrad um den dem Zeitschritt  $\Delta t$  entsprechenden Winkel  $\Delta\varphi = \omega\Delta t$

gedreht. Der Zeitschritt wird während der Berechnung der Schwimmbahn mit  $\Delta t = 0.0005$  s als konstant vorgeschrieben.

#### 4.6.1.2 Auswertung der Schwimmbahnen

Im folgenden Abschnitt werden Ergebnisse der Auswertung für repräsentative Bahnen vorgestellt. Für jede Körpergröße werden die zeitlichen Verläufe der Bahnen vorgestellt für die Absolutgeschwindigkeit  $v$ , die Beschleunigungen des Körpers  $\Delta v/\Delta t$  und die Kräfte  $F$ , die im Verlauf der Bahn auf den Körper wirken. Für das Modell FOR20cm wird exemplarisch für alle übrigen Bahnen der Verlauf der Drücke über der Bahnkurve vorgestellt. Die Startposition des Fisches ist tangential (inline) zur Strömung ausgerichtet.

Die Symbole in den Graphiken werden, mit Ausnahme des Kräfteverlaufes, jeweils im Abstand von 150 Rechenpunkten gesetzt, um eine Zuordnung von zeitlichem und örtlichem Verlauf in den Graphiken zu ermöglichen.

Die Fische werden auf allen Bahnen von der Eintrittsgeschwindigkeit bis auf eine Geschwindigkeit von etwa 5.5 bis 6.5 m/s beschleunigt. Dabei werden die gehäusenah einschwimmenden Fische in einer sehr kurzen Zeit von 0.3 s beschleunigt. Höhere Geschwindigkeiten sind meist eine Folge von Kollisionen mit der Laufschaufel. Der größere Fisch, das Modell FOR20cm, erreicht dasselbe Geschwindigkeitsniveau nach der nur unwesentlich längeren Zeit von 0.4 s. Auf der Boden- bzw. Nabenseite durchschwimmenden die Fische die Stufe in etwa 1.6 s bis 1.7 s.

Die Kräfte, deren Verlauf in den Abb. 4.41, 4.46, 4.53, 4.60 dargestellt sind, beschreiben die Summe der auf den Fischkörper wirkenden Einzelkräfte nach Gleichung 2.20 bzw. 2.40. Der Kräfteverlauf zeigt vor allem im Bereich der Laufschaufeln schnell aufeinanderfolgende Kraftstöße, die auf den Fisch im Abstand von etwa 0.1 s wirken. Die Kräfte steigen mit zunehmender Größe des Fisches. Eine Abhängigkeit der Kraft von der Schwimmbahn ist nicht zu erkennen.

Die Geschwindigkeitssprünge des Modells FOR20cm auf Bahn 151 und 201 weisen auf Kollisionen mit der Laufschaufel hin, siehe Abb. 4.56.

Das Verhältnis von Körpergeschwindigkeit zu Fluidgeschwindigkeit  $v_P/v_f$  drückt die Trägheit und damit die Fähigkeit des Fisches aus, der Strömung zu folgen. Die kleinen Körper folgen der Strömung mit sehr kleinen Abweichungen. Die großen Fischkörper folgen der Strömungsgeschwindigkeit mit Abweichungen von max. 20 % der Fluidgeschwindigkeit, siehe Abb. 4.40, 4.45, 4.50, 4.57.

Der Verlauf des relativen Druckes in Abb. 4.62 zeigt, daß oberflächennah einschwimmende Fische im Laufschaufelbereich eine Druckabsenkung von bis zu 40 % des akklimatisierten Druckes erfahren. Bei über den Boden einschwimmenden Fischen kann die Druckabsenkung bis zu 22 % betragen, siehe Abb. 4.64. Ob eine Schädigung des Fisches erfolgt, ist bei diesen Druckabsenkungen stark von der Fischgattung und von der Sättigung des Wassers mit Sauerstoff abhängig.

## Berechnung von Schwimmbahnen mit dem Modell FOR2.5cm

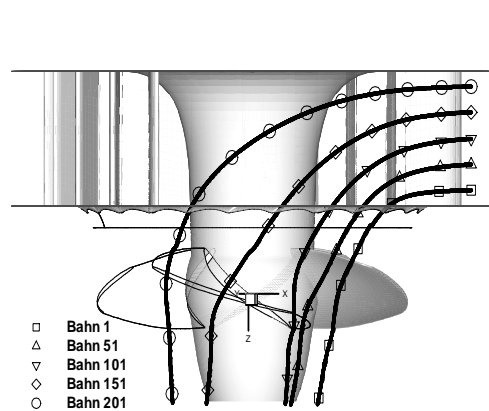


Abb. 4.37: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR2.5cm in 3D-Ansicht

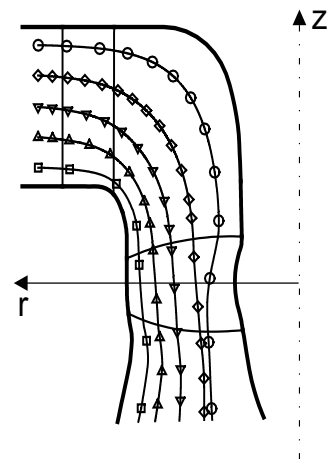


Abb. 4.38: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR2.5cm im Meridian-Schnitt

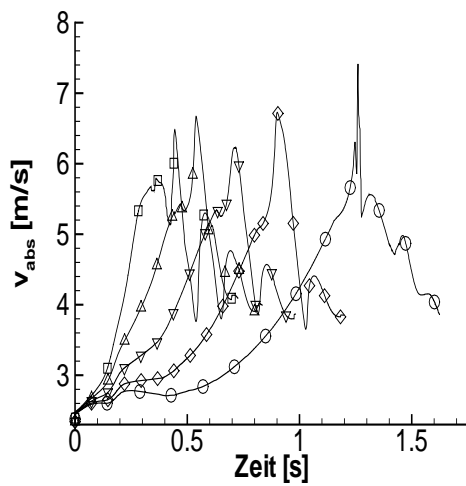


Abb. 4.39: Verlauf der Absolutgeschwindigkeiten des Modells FOR2.5cm

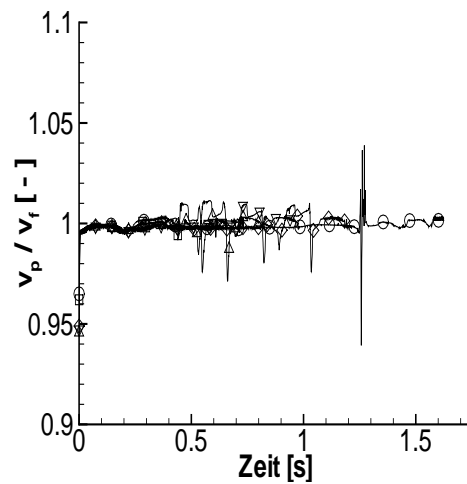


Abb. 4.40: Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_p}{v_f}$  für FOR2.5cm

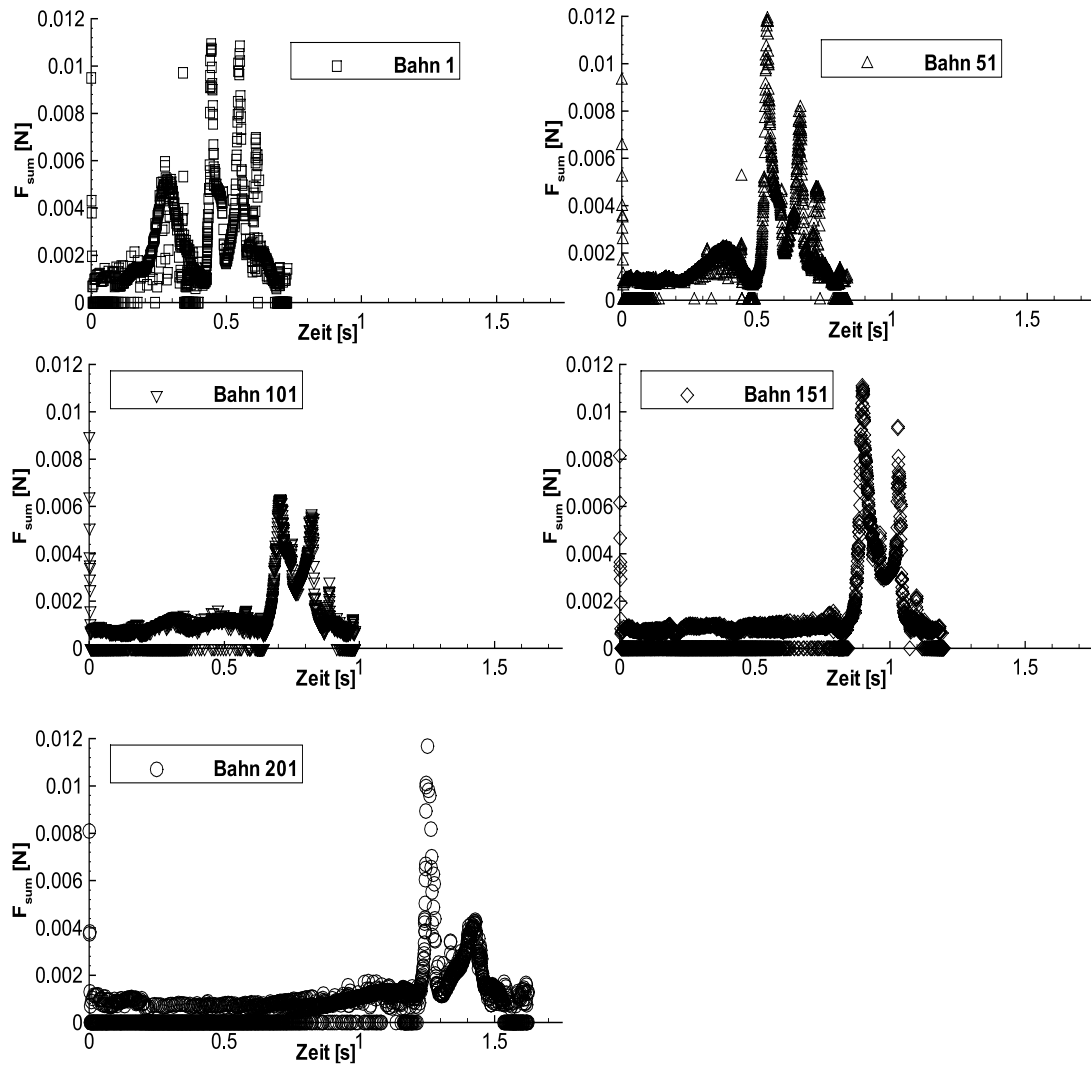


Abb. 4.41: Kräfteverlauf auf einen Körper des Modells FOR2.5cm



## Berechnung von Schwimmbahnen mit dem Modell FOR5cm

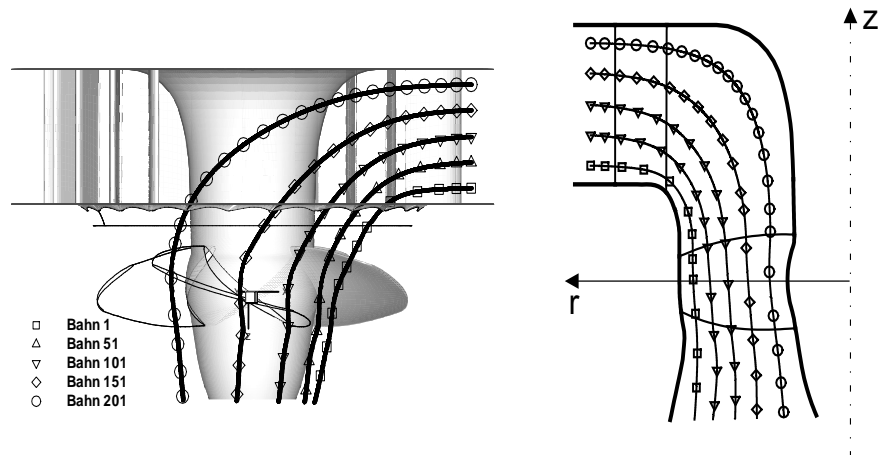


Abb. 4.42: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR5cm in 3D-Ansicht

Abb. 4.43: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR5cm im Meridian-Schnitt

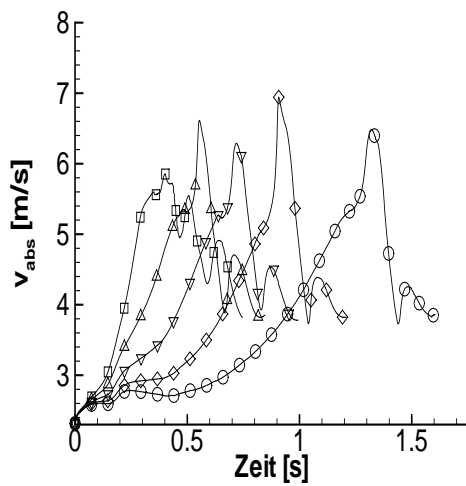


Abb. 4.44: Verlauf der Absolutgeschwindigkeiten des Modells FOR5cm

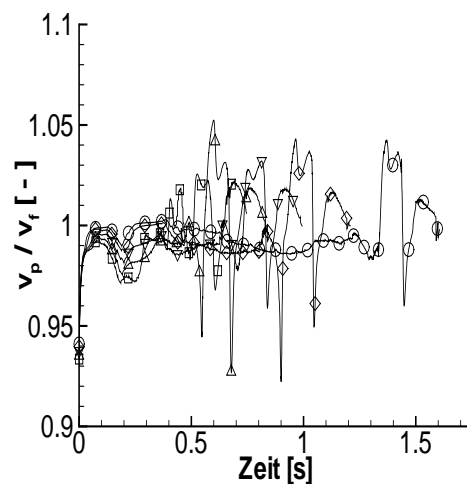


Abb. 4.45: Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_p}{v_f}$  für FOR5cm

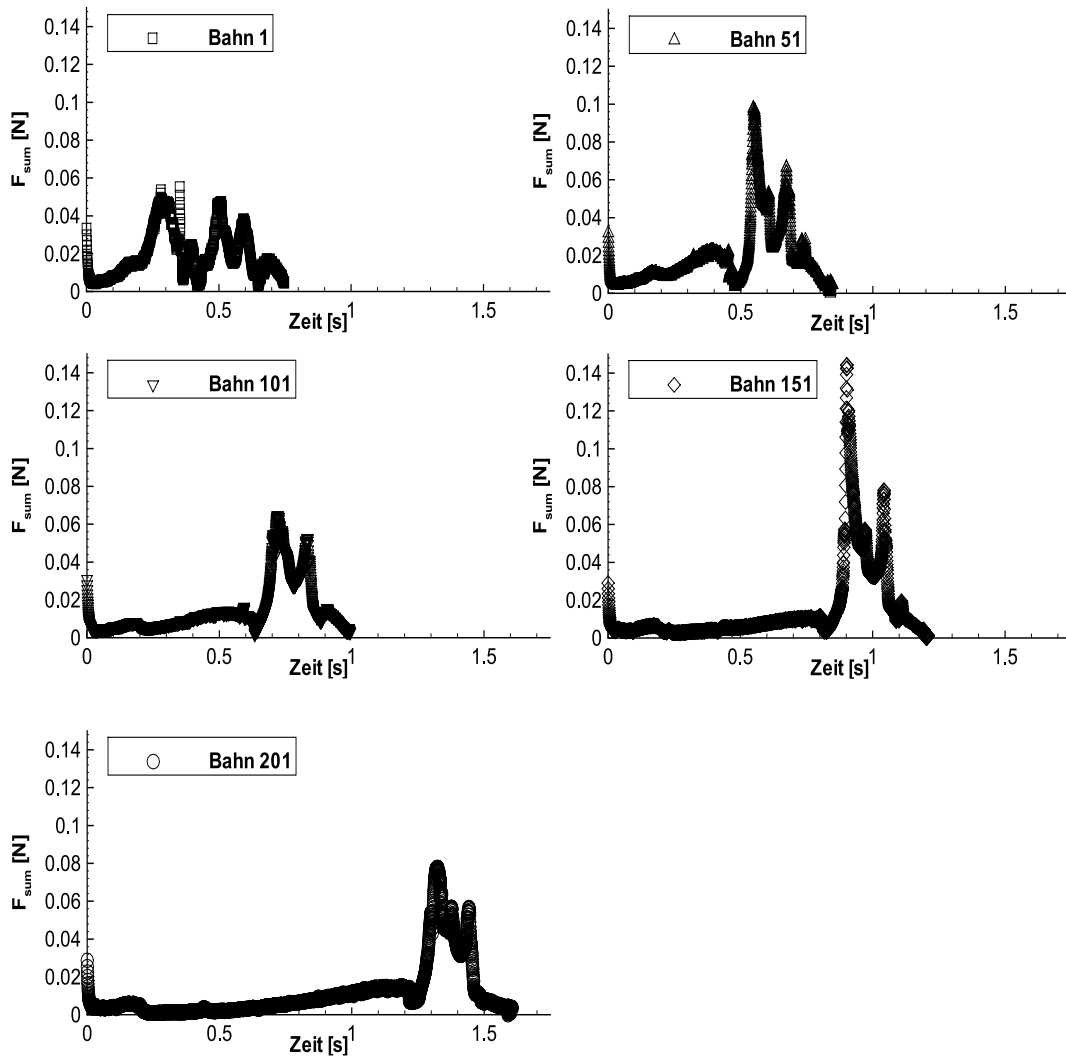


Abb. 4.46: Kräfteverlauf auf einen Körper des Modells FOR5cm

## Berechnung von Schwimmbahnen mit dem Modell FOR10cm

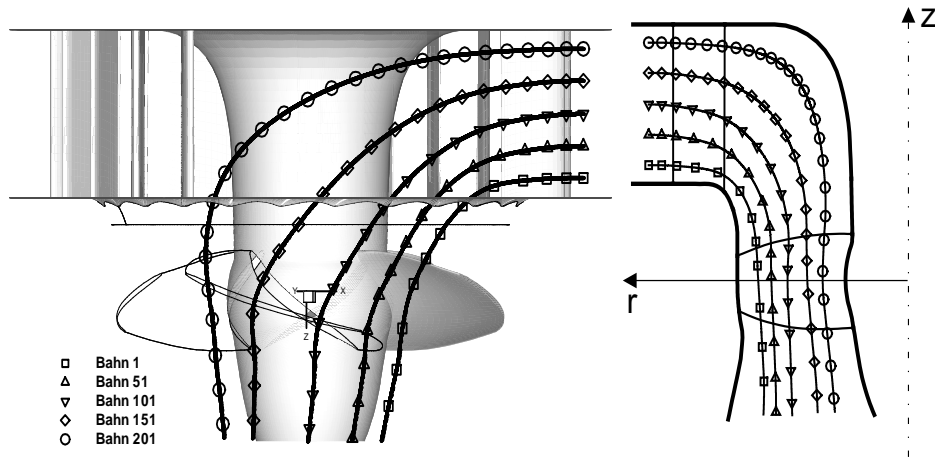


Abb. 4.47: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR10cm in 3D-Ansicht

Abb. 4.48: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR10cm im Meridian-Schnitt

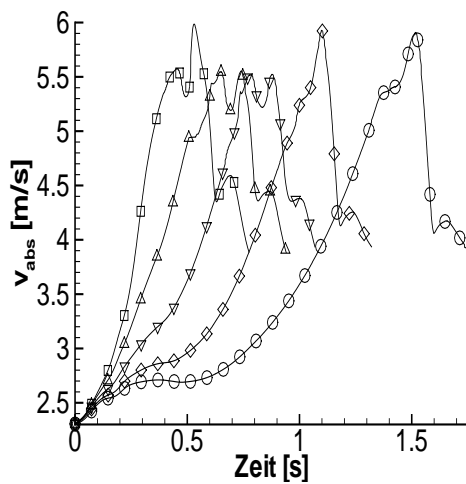


Abb. 4.49: Verlauf der Absolutgeschwindigkeiten des Modells FOR10cm

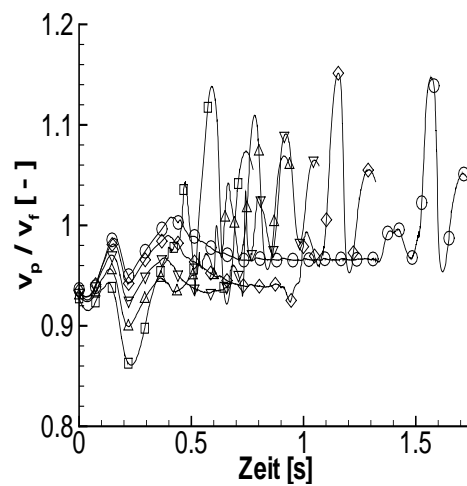


Abb. 4.50: Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_p}{v_f}$  für FOR10cm

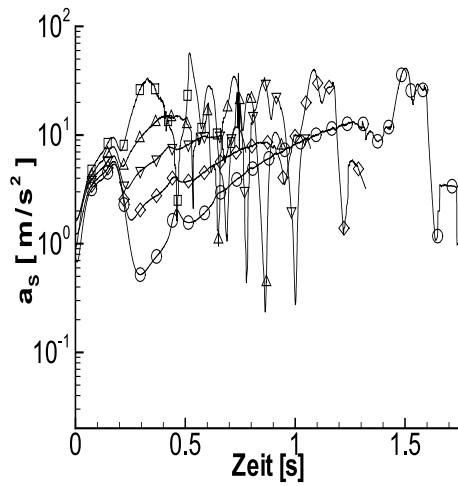


Abb. 4.51: Verlauf der Beschleunigung des Modells FOR10cm

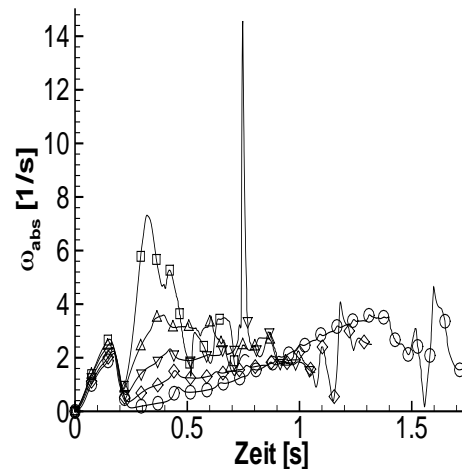


Abb. 4.52: Verlauf der Winkelgeschwindigkeit des Körpers des Modells FOR10cm

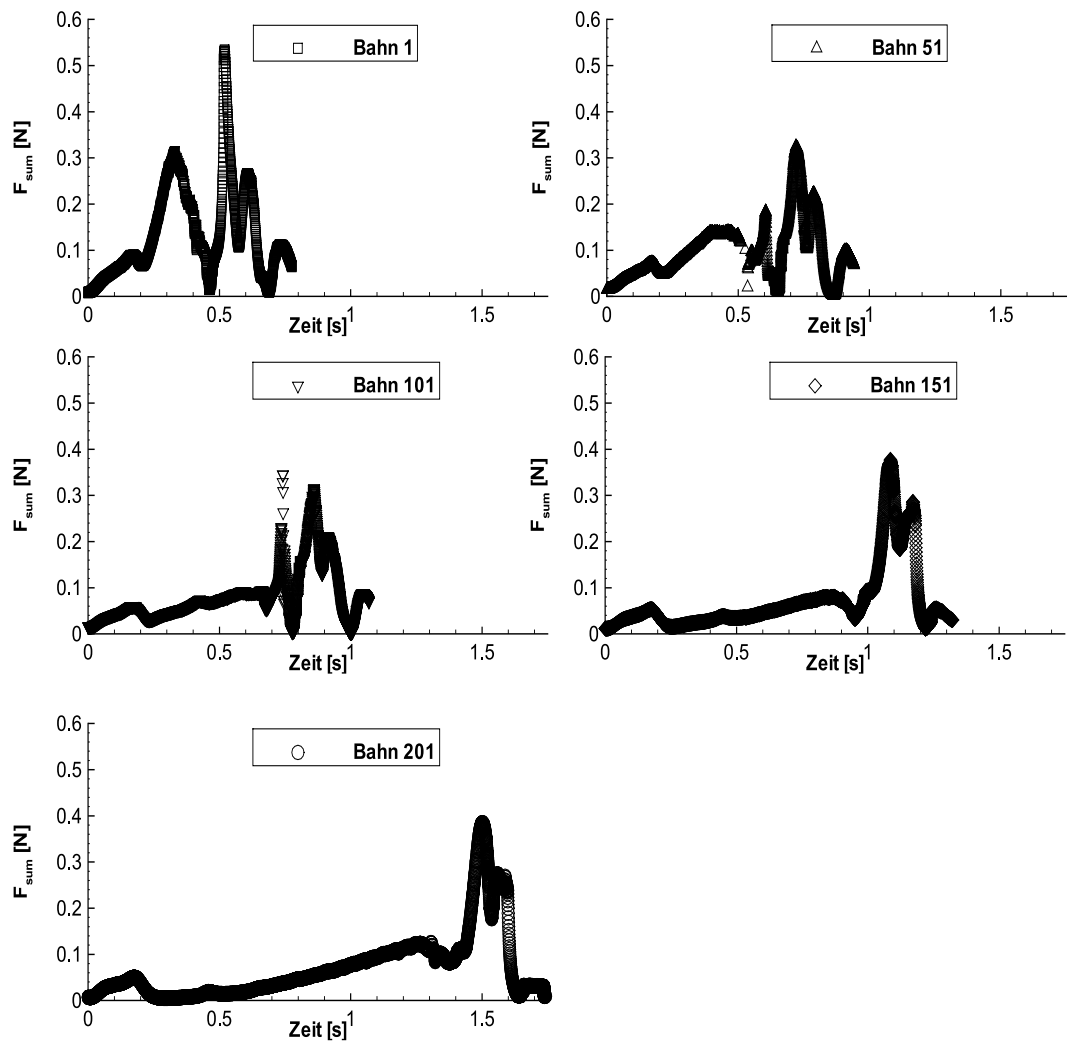


Abb. 4.53: Kräfteverlauf auf einen Körper des Modells FOR10cm

## Berechnung von Schwimmbahnen mit dem Modell FOR20cm

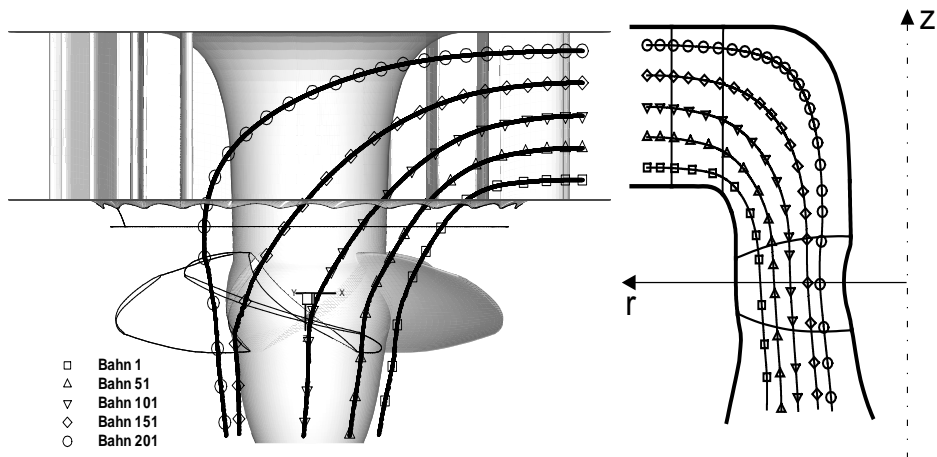


Abb. 4.54: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR20cm in 3D-Ansicht

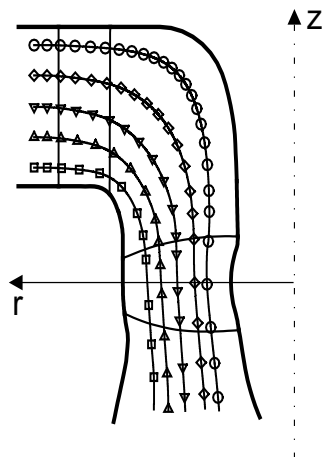


Abb. 4.55: Exemplarische Schwimmbahnen des Modells FOR20cm im Meridian-Schnitt

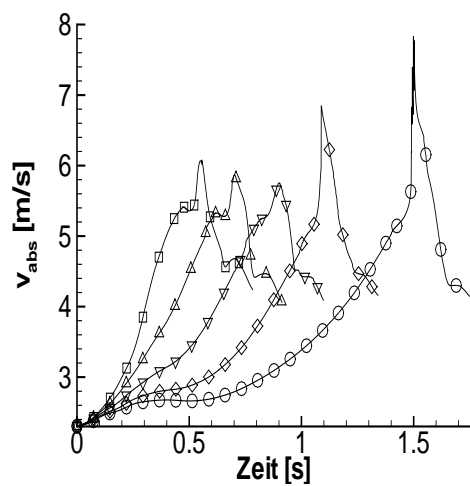


Abb. 4.56: Verlauf der Absolutgeschwindigkeiten des Modells FOR20cm

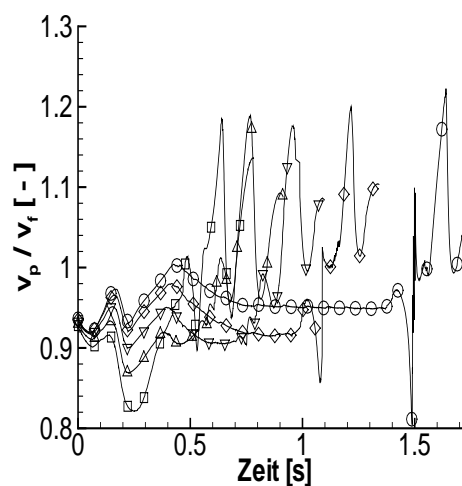


Abb. 4.57: Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_p}{v_f}$  für FOR20cm

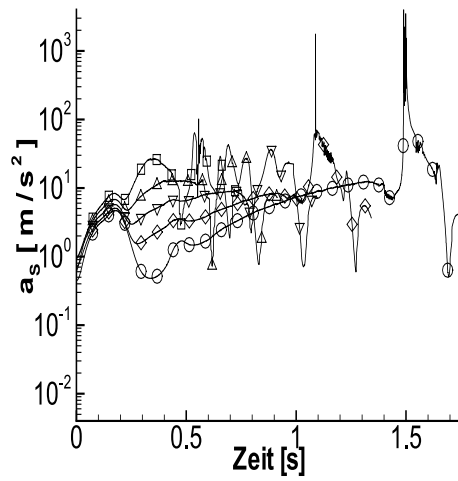


Abb. 4.58: Verlauf der Beschleunigung des Modells FOR20cm

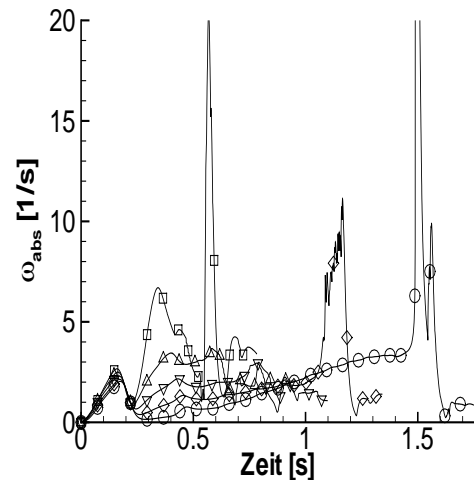


Abb. 4.59: Verlauf der Winkelgeschwindigkeit des Körpers des Modells FOR20cm

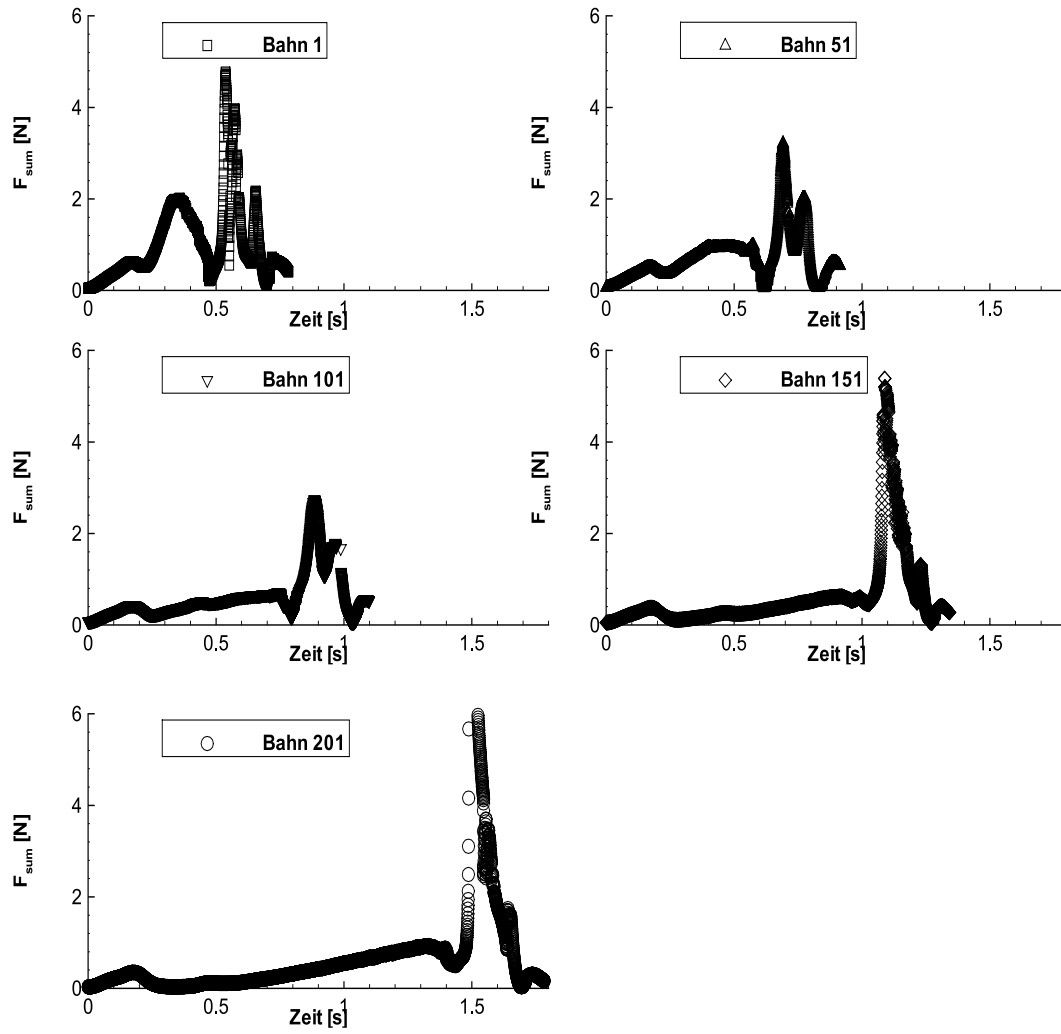


Abb. 4.60: Kräfteverlauf auf einen Körper des Modells FOR20cm



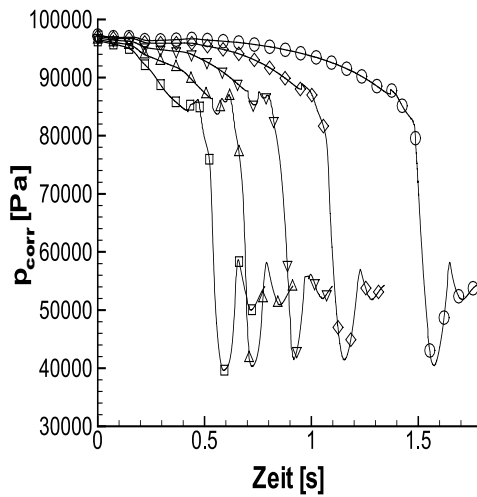


Abb. 4.61: Verlauf des rückgerechneten statischen Drucks für das Modell FOR20cm

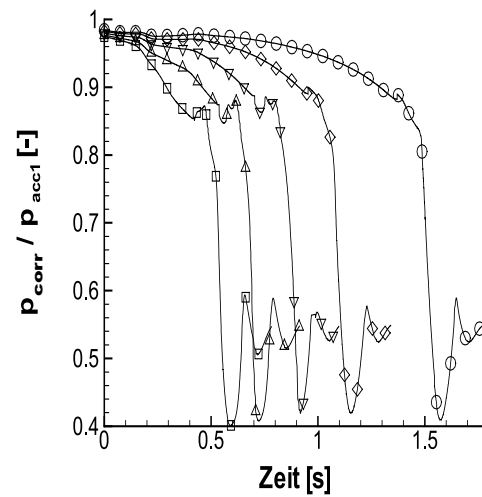


Abb. 4.62: Verlauf des relativen statischen Drucks  $p_{corr}/p_{acc1}$  für das Modell FOR20cm

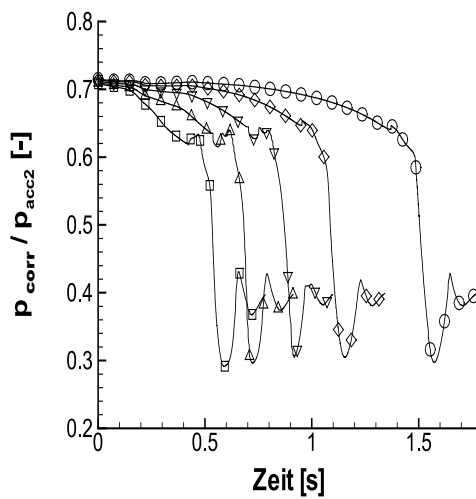


Abb. 4.63: Verlauf des relativen statischen Drucks  $p_{corr}/p_{acc2}$  für das Modell FOR20cm

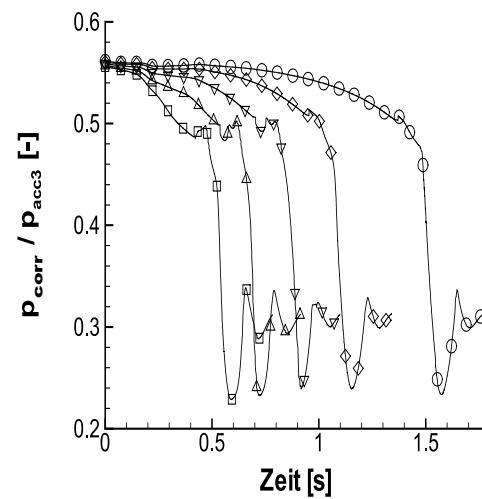


Abb. 4.64: Verlauf des relativen statischen Drucks  $p_{corr}/p_{acc3}$  für das Modell FOR20cm

### 4.6.1.3 Einfluß der Fischgröße

Im folgenden Abschnitt soll der Einfluß der Größe eines Fisches auf die Schwimmbahn durch die Turbine untersucht werden. Der Startpunkt aller Bahnen ist identisch. Exemplarisch sollen die Bahnen 1, 125 und 204 ausgewertet werden. Die Bahn 1 startet in Ebene I, der Fisch schwimmt gehäusenah ein, und die Bahn 125 in Ebene III, d. h. der Fisch schwimmt über die Kanalmitte ein. Der Fisch auf der Bahn 204 schwimmt in Ebene V in großer Kanalhöhe ein, also in Nabennähe. Als Fischmodell wird das Modell FOR verwendet.

#### Berechnung von Schwimmbahn 1

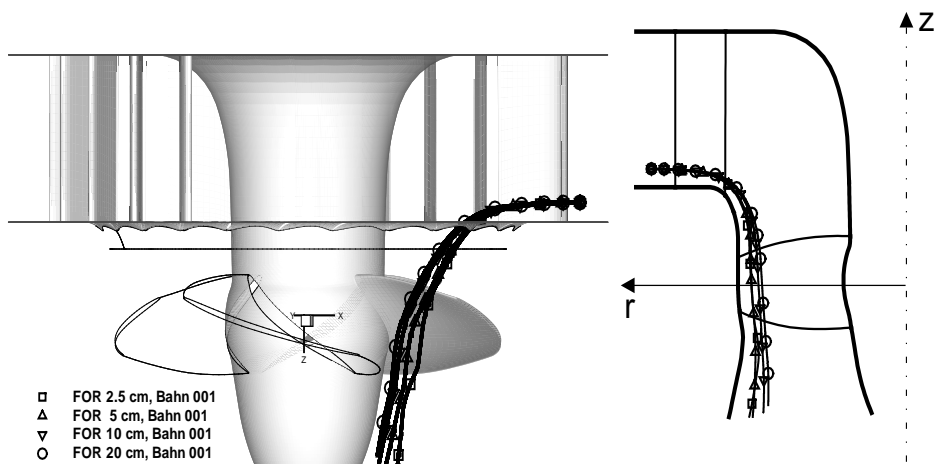


Abb. 4.65: Schwimmbahn 1 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht

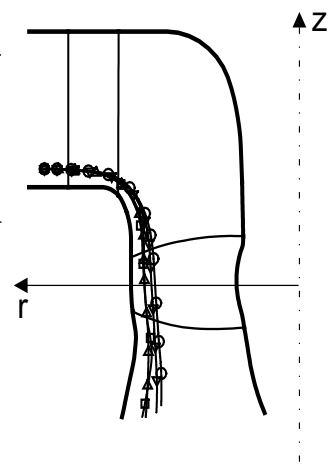


Abb. 4.66: Schwimmbahn 1 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht im Meridianschnitt

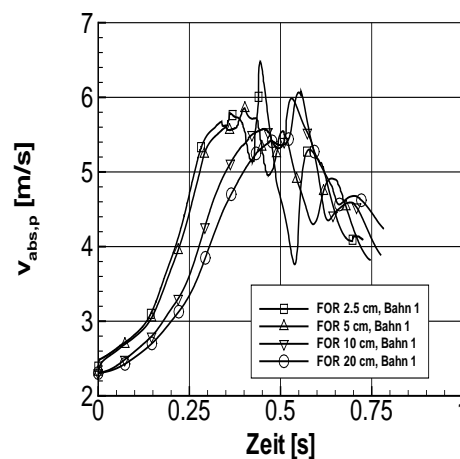


Abb. 4.67: Geschwindigkeitsverlauf auf Schwimmbahn 1 von verschiedenen Größen

## Berechnung von Schwimmbahn 125

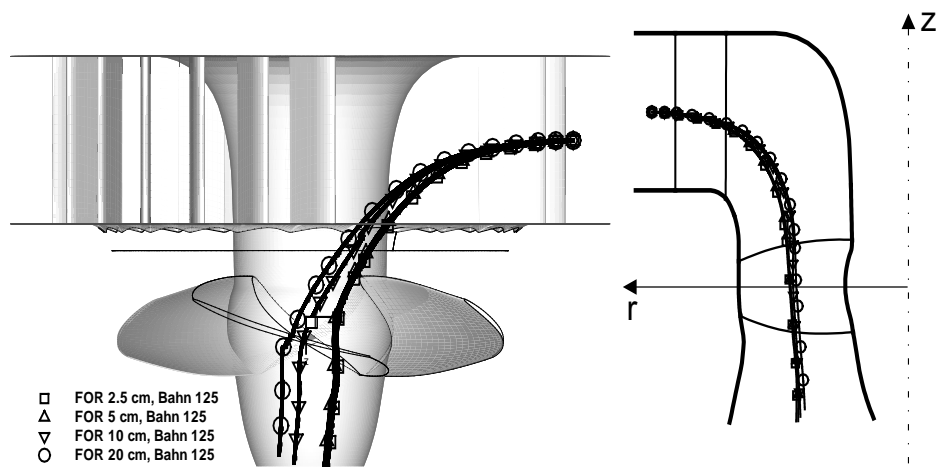


Abb. 4.68: Schwimmbahn 125 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht

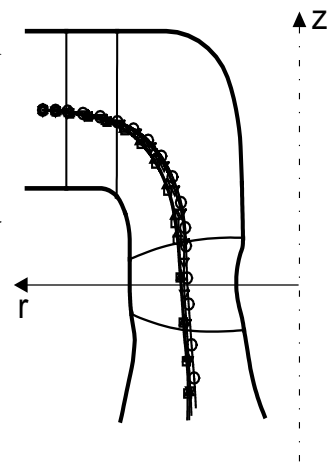


Abb. 4.69: Schwimmbahn 125 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht im Meridianschnitt

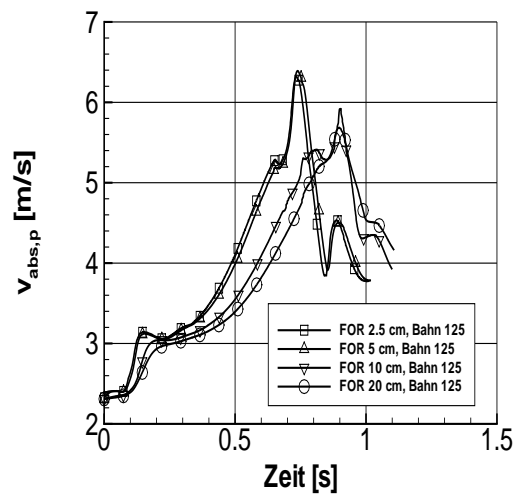


Abb. 4.70: Geschwindigkeitsverlauf auf Schwimmbahn 125 von verschiedenen Größen

## Berechnung von Schwimmbahn 204

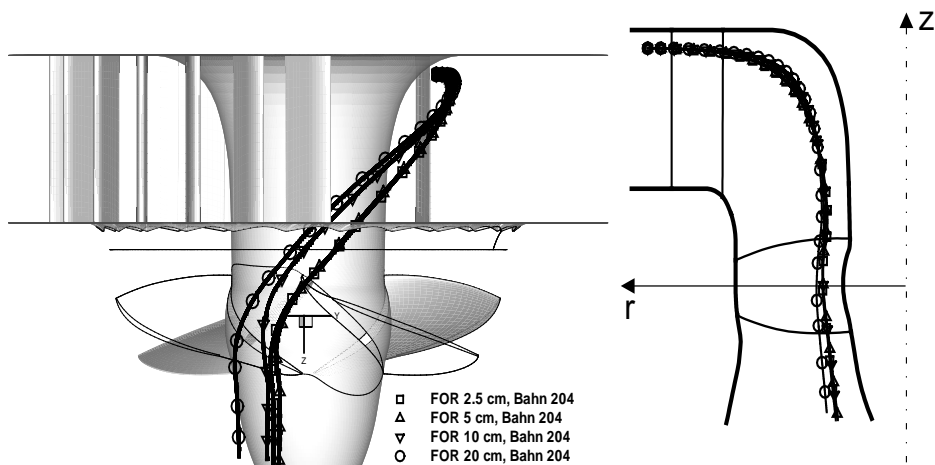


Abb. 4.71: Schwimmbahn 204 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht

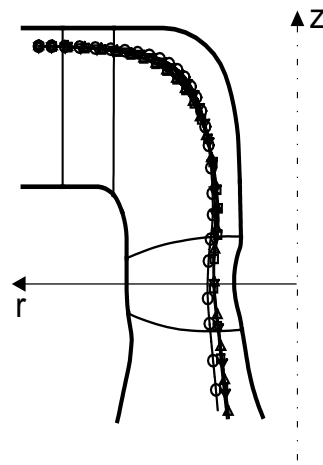


Abb. 4.72: Schwimmbahn 204 von verschiedenen Größen in 3D-Ansicht im Meridian-Schnitt

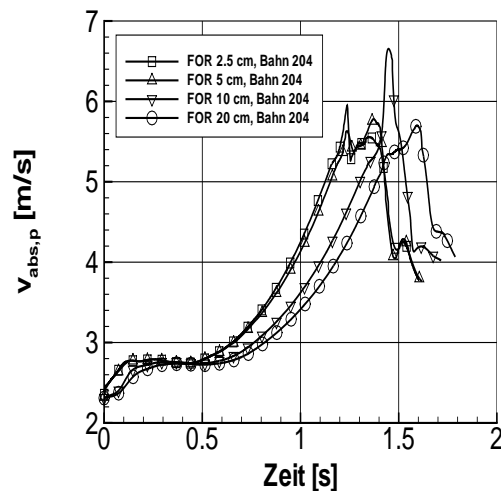


Abb. 4.73: Geschwindigkeitsverlauf auf Schwimmbahn 204 von verschiedenen Größen

Der Einfluß der Trägheit bei zunehmender Körpergröße ist aus den Abbildungen erkennbar. Mit zunehmender Größe durchschwimmen die Fische tendenziell die Kanalmitte, wobei die schweren Körper eine um etwa 13 % längere Zeitdauer für das Durchschwimmen der Stufe als die kleineren und leichteren Fische benötigen. Die Fische besitzen nach dem Durchschwimmen des Bereiches der Leitschaufel noch keine Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung. Sie müssen hinter dem Leitrad

durch die Strömung erst in axialer Richtung zum Austritt der Turbine beschleunigt werden. Die Fische mit größerer Masse benötigen deshalb aufgrund ihrer größeren Trägheit mehr Zeit für das Durchschwimmen des Laufradkanals. Die Gefahr von Kollisionen mit einer der Laufschaufeln erhöht sich dadurch.

#### 4.6.1.4 Kollisionen

Im folgenden werden die Bahnen auf Kollisionen untersucht. Die Kollisionen werden als eine wesentliche Ursache für Verletzungen während des Turbinendurchgangs vermutet.

In Abb. 4.74 ist die Anzahl der Kollisionen für die angegebenen Modelle gegenübergestellt. Eindeutig zeigt sich die Abhängigkeit der Kollision von der Größe des Fisches, was auch in Literatur erwähnt wird.

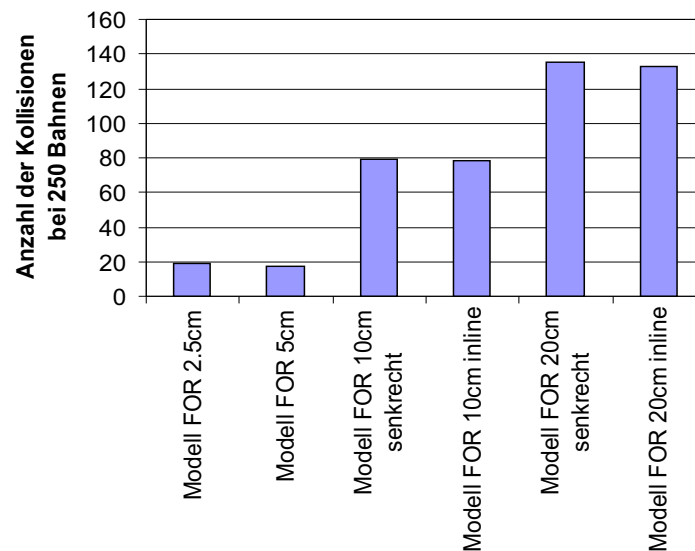


Abb. 4.74: Vergleich der Anzahl aller Kollisionen für alle Fischmodelle

Um die Auswirkungen der Kollisionen klassifizieren zu können, werden die während der Simulation aufgezeichneten Kollisionsgeschwindigkeiten in Geschwindigkeitsbereiche eingeteilt und für die jeweiligen Fischmodelle miteinander verglichen. Aufgezeichnet wird jeweils die Kollisionsgeschwindigkeit  $v_{Koll}$ , die am Kollisionsort gemessen wird.

Bereich 1 :	0	...	2	m/s
Bereich 2 :	2	...	4	m/s
Bereich 3 :	4	...	6	m/s
Bereich 4 :	6	...	8	m/s
Bereich 5 :	8	...	10	m/s
Bereich 6 :		>	10	m/s

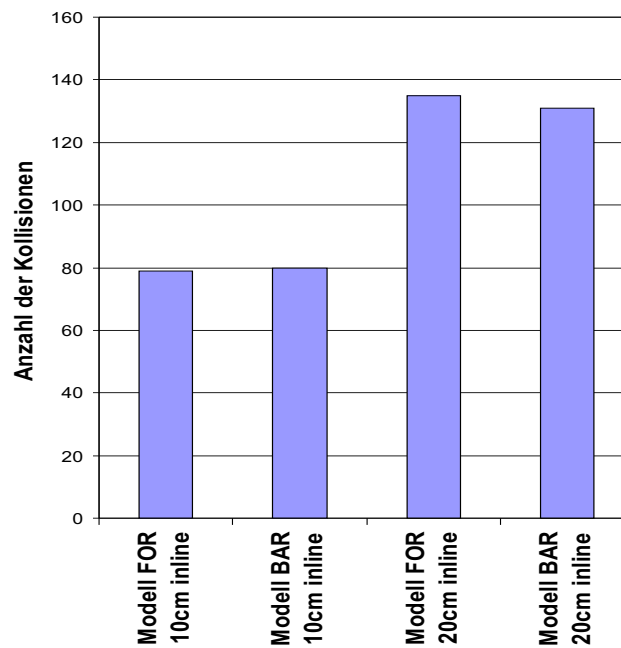


Abb. 4.75: Vergleich der Anzahl der Kollisionen für verschiedene Körperformen

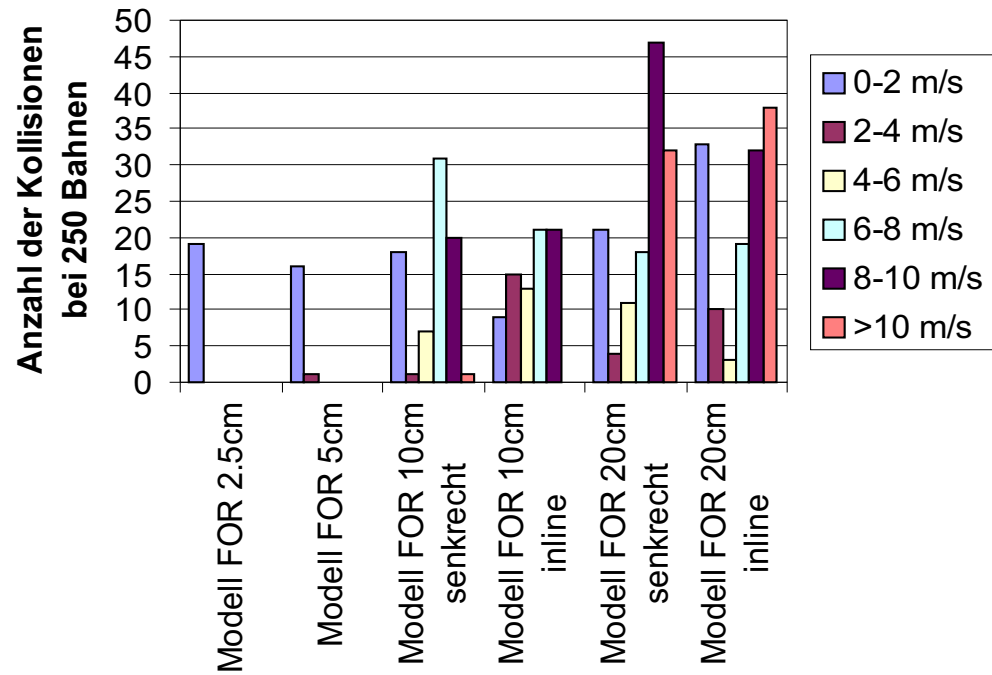


Abb. 4.76: Vergleich der Anzahl der Kollisionen geordnet nach Geschwindigkeitsbereichen

Die Körperform hat, wie aus Abb. 4.75 ersichtlich, offensichtlich keinen relevanten Einfluß auf das Kollisionsverhalten. Bei beiden berechneten Fischarten ist die Anzahl der Kollisionen bei gleicher Körperlänge in etwa gleich groß.

Abb. 4.76 zeigt die Anzahl der Kollisionen, aufgegliedert nach Geschwindigkeitsbereichen. Zu erkennen ist, daß die größeren Fischmodelle im Bereich der hohen Geschwindigkeiten sehr häufig kollidieren. Kleinere Fische sind aufgrund ihrer geringeren Trägheit eher in der Lage dem Fluid zu folgen als die größeren. Zudem führt natürlich die größere räumliche Ausdehnung der großen Fischmodelle zu einer erhöhten Gefahr einer Kollision. Noch nicht untersucht ist der Einfluß der räumlichen Ausdehnung der kleinen Fischmodelle 2.5cm und 5cm, da für diese ein Punktmodell angenommen wurde.

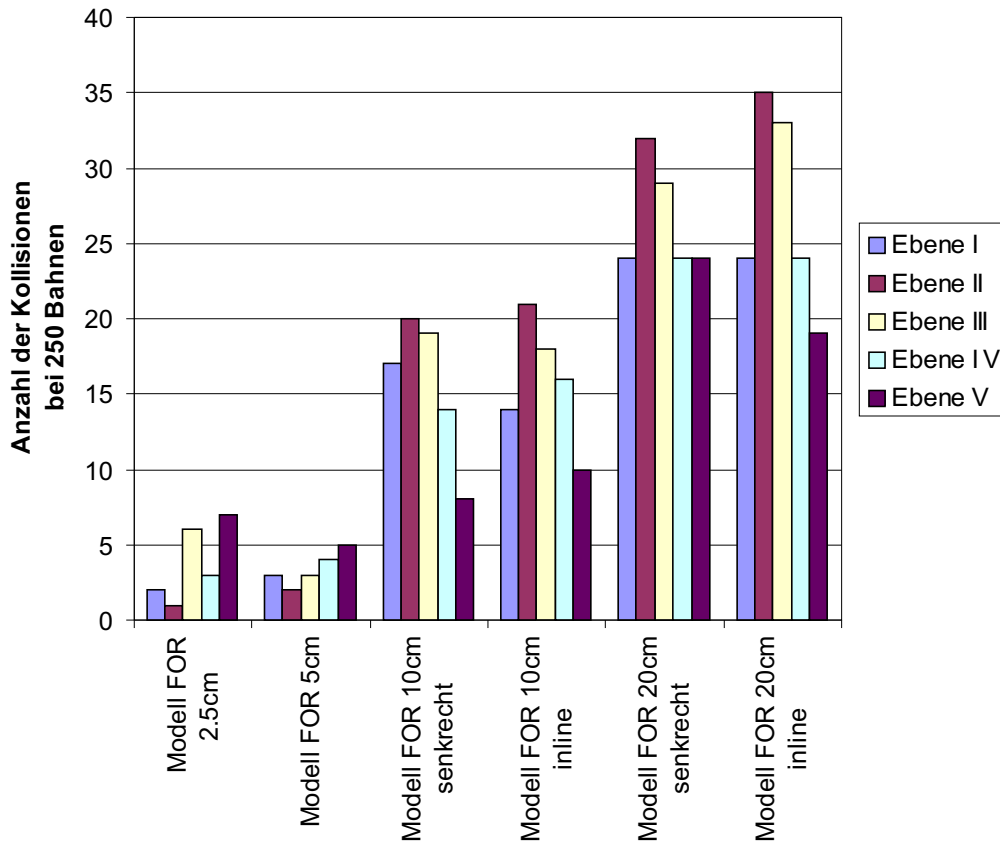


Abb. 4.77: Vergleich der Kollisionen nach Eintrittsebenen

Wird die Anzahl der Kollisionen in Abhängigkeit der jeweiligen Eintrittsebenen betrachtet, über die die Fische schwimmen, ist zu erkennen, daß vor allem über die Mitte der Kanalhöhe schwimmende Fische gefährdet sind, Kollisionen zu erleiden, siehe Abb. 4.36 und Abb. 4.77. Über das Gehäuse schwimmende Fische und nabennah schwimmende Fische sind deutlich weniger gefährdet zu kollidieren. Bei Untersuchungen am Bonneville Dam in den USA im Rahmen des „Minimum Gap Runner“, siehe FISHER [15], wurde bei nabennah schwimmenden Fischen eine geringere Kollisionsgefahr festgestellt.

In den folgenden Abbildungen sind die Kollisionsorte in der Meridianansicht der Turbine markiert. Die Kollisionen treten im wesentlichen im Bereich der Vorderkanten der Leitschaufel und der Laufschaufel auf. Die an manchen Stellen erkennbare Kette von Einzelkollisionen sind Spuren von Mikrokollisionen der an der Schaufel entlangschleifenden Körper.



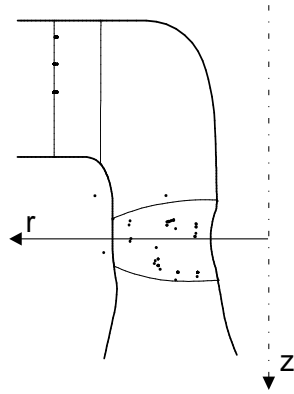


Abb. 4.78: Kollisionsorte des Modells  
FOR 2.5 cm

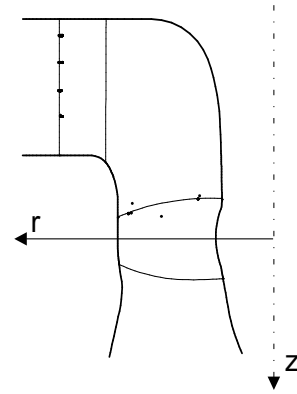


Abb. 4.79: Kollisionsorte des Modells  
FOR 5 cm

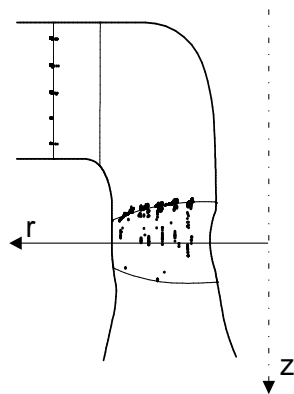


Abb. 4.80: Kollisionsorte des Modells  
FOR 10 cm

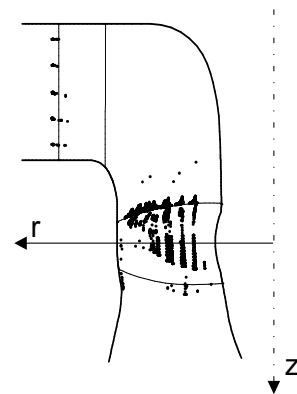


Abb. 4.81: Kollisionsorte des Modells  
FOR 20 cm

In den vorhergehenden Abbildungen, 4.78, 4.79, 4.80, 4.81, ist die Abhängigkeit der Häufigkeit von Kollisionen mit zunehmender Fischgröße erkennbar. Eine wesentliche Abhängigkeit von der Fischform ist nicht zu erkennen, wie ein Vergleich mit den Kollisionsorten des Modells BAR zeigt, siehe 4.82, 4.83.

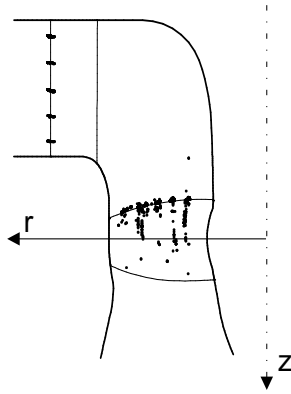


Abb. 4.82: Kollisionsorte des Modells  
BAR 10 cm

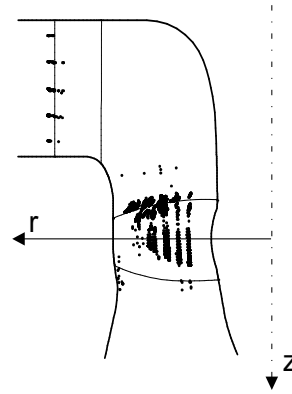


Abb. 4.83: Kollisionsorte des Modells  
BAR 20 cm

#### 4.6.2 Berechnung der Schwimmbahn durch die Turbine

Der für die Fische gefährlichste Teil des Turbinendurchgangs ist der in den vorhergehenden Abschnitten dargestellte Bereich des Leitrades und des Laufrades. Dort weisen die Beschleunigung, Geschwindigkeit und die Druckabsenkung jeweils die höchsten Werte auf. Dort befinden sich auch die mit hoher Geschwindigkeit drehenden Schaufeln des Turbinenlaufrades, so daß die Gefahr einer Kollision dort am größten ist.

Die Schwimmbahnen durch die Turbine sollen repräsentativ anhand einer Bahn für den Durchgang durch alle Bauteile der Turbine „Dettelbach“ vorgestellt werden. Als Modell für den Fisch wird die Forelle mit 20 cm Länge, FOR20cm, gewählt. Der Verlauf der exemplarischen Schwimmbahn wird im nachfolgenden Abschnitt 4.6.3 ausführlicher besprochen.

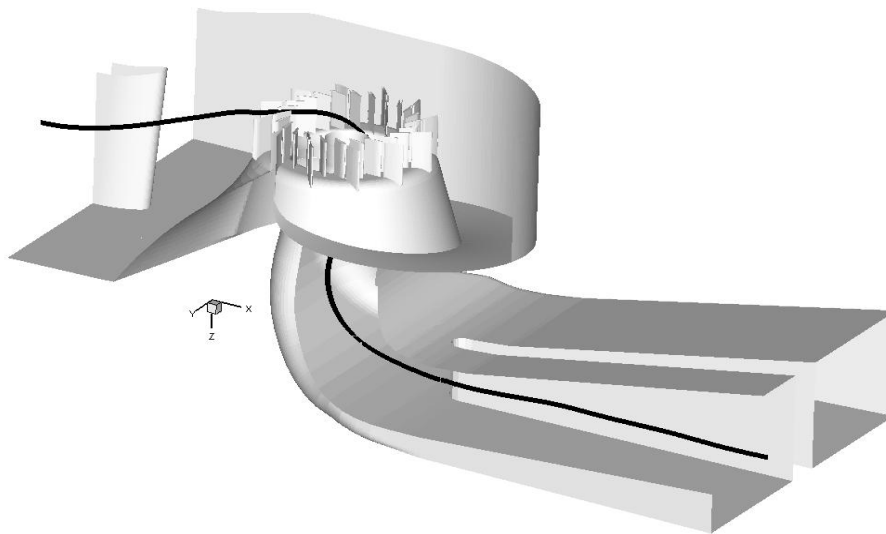


Abb. 4.84: Schwimmbahn eines Fisches durch die ganze Turbine

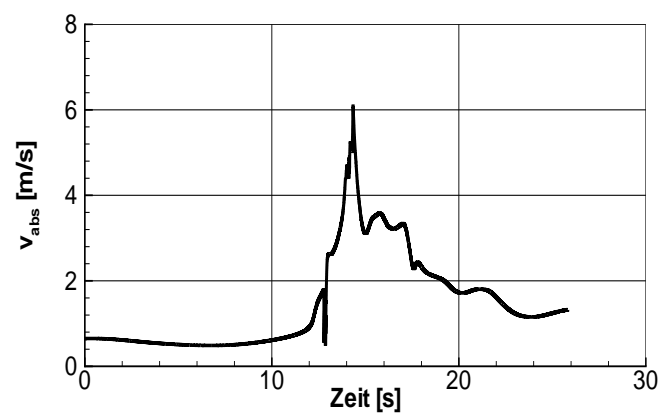


Abb. 4.85: Verlauf der Absolutgeschwindigkeit durch die ganze Turbine

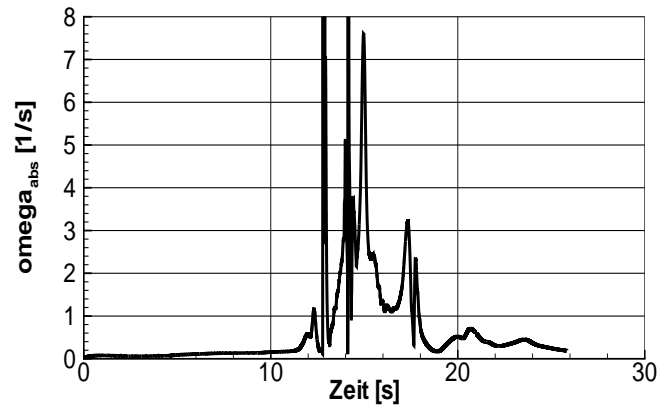


Abb. 4.86: Verlauf der Drehgeschwindigkeit  $\omega$  durch die ganze Turbine

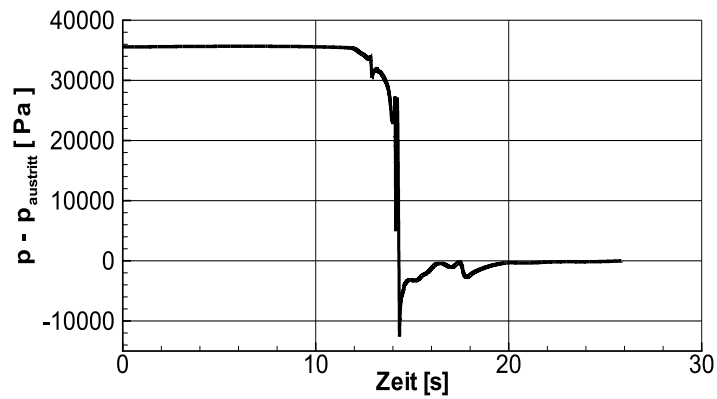


Abb. 4.87: Verlauf des statischen Drucks durch die ganze Turbine bezogen auf das Austrittsdruckniveau

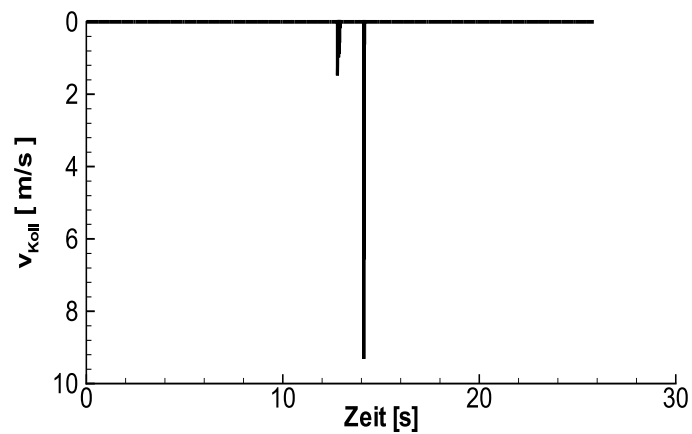


Abb. 4.88: In der Turbine auftretende Kollisionsgeschwindigkeiten

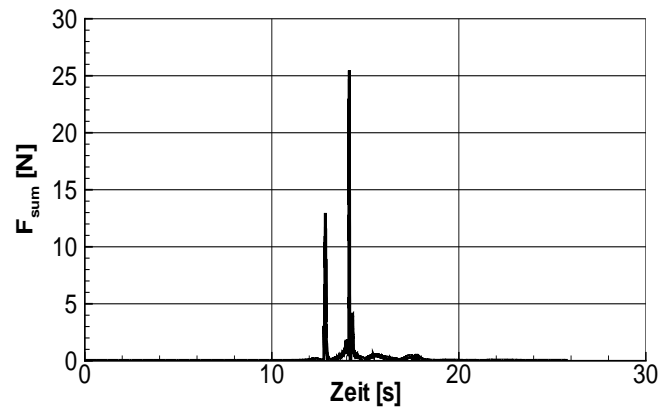


Abb. 4.89: Verlauf der auf den Fisch wirkenden Gesamtkraft durch die ganze Turbine

### 4.6.3 Auswertung in einer „VR - Umgebung“

Die Beobachtung von physikalischen Vorgängen in einer virtuellen Realität erlaubt die Auswertung von komplexen Vorgängen in ihrem zeitlich und räumlichen Ablauf. Zusätzliche Darstellungen erlauben eine gleichzeitige Beobachtung nicht sichtbarer physikalischer Größen.

Die in Abschnitt 4.6.2 vorgestellte Schwimmbahn soll als mitschwimmender Beobachter ausgewertet werden. Als Fischmodell wird FOR20cm gewählt. Der Beobachter befindet sich immer im konstanten Abstand hinter dem Fischmodell.

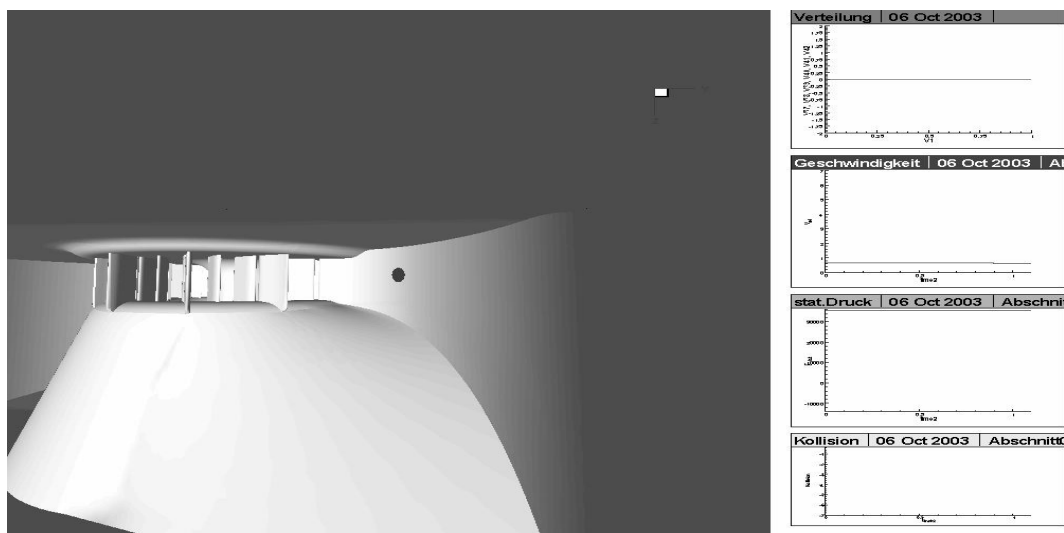


Abb. 4.90: Animation: Am Eintritt

Abb. 4.90: Zeitpunkt  $t = 0$  s; der Fisch schwimmt in die Spirale ein. Der ellipsoide Körper ist tangential zur Anströmung ausgerichtet. Im Hintergrund sind die Traversen und die Leitschaufeln der Turbine zu erkennen.

Auf der rechten Seite sind vier Fenster angeordnet, in denen folgende Größen von oben nach unten dargestellt werden:

- Die lokalen Druckkräfte  $F_p$ , die um den Fischkörper in jeweils drei Ebenen links und rechts am Fischkörper vom der Nase bis zum Schwanz, zum aktuellen Zeitpunkt  $t$ , siehe Abb. 4.91
- Die absolute Geschwindigkeit  $v_{abs}$  des Fischschwerpunktes über der Zeit  $t$
- Der statische Druck am Fischschwerpunkt bezogen auf das Druckniveau am Saugrohraustritt, siehe Abb. 4.87
- Die Kollisionsgeschwindigkeit  $v_{Koll}$  des Fisches im Kollisionspunkt

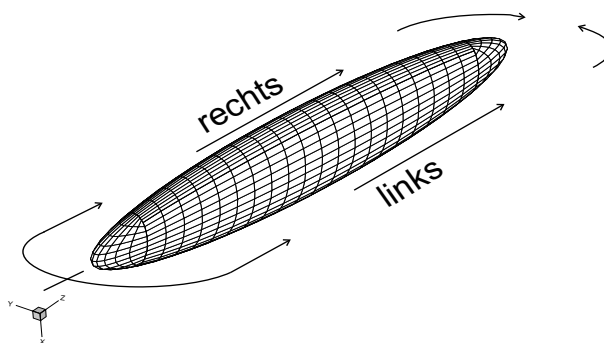


Abb. 4.91: Animation: Auswertung um den Körper

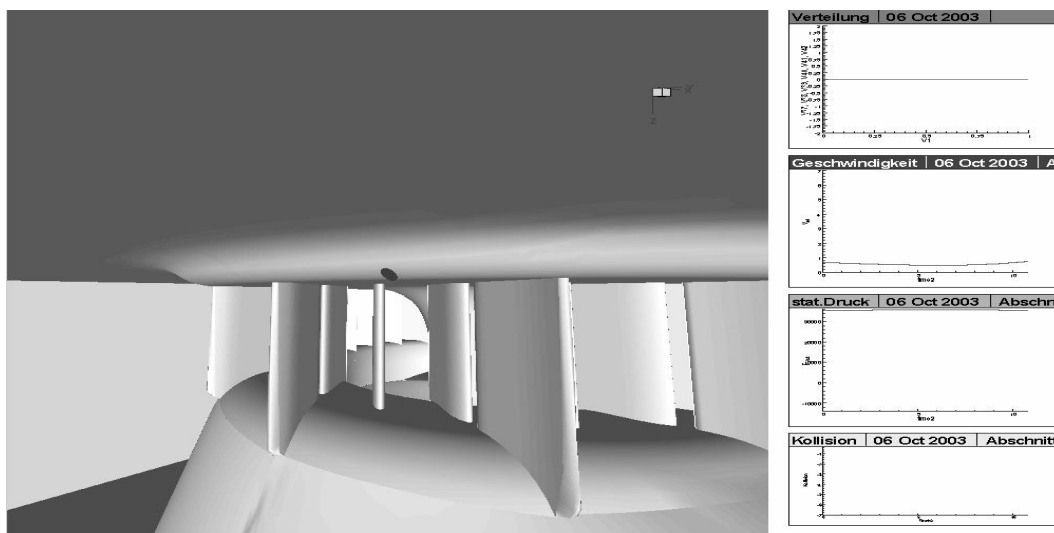


Abb. 4.92: Animation: Vor dem Traversenring

Abb. 4.92: Zeitpunkt  $t = 11$  s; der Fisch befindet sich in dem Traversenring vor dem Leitrad.

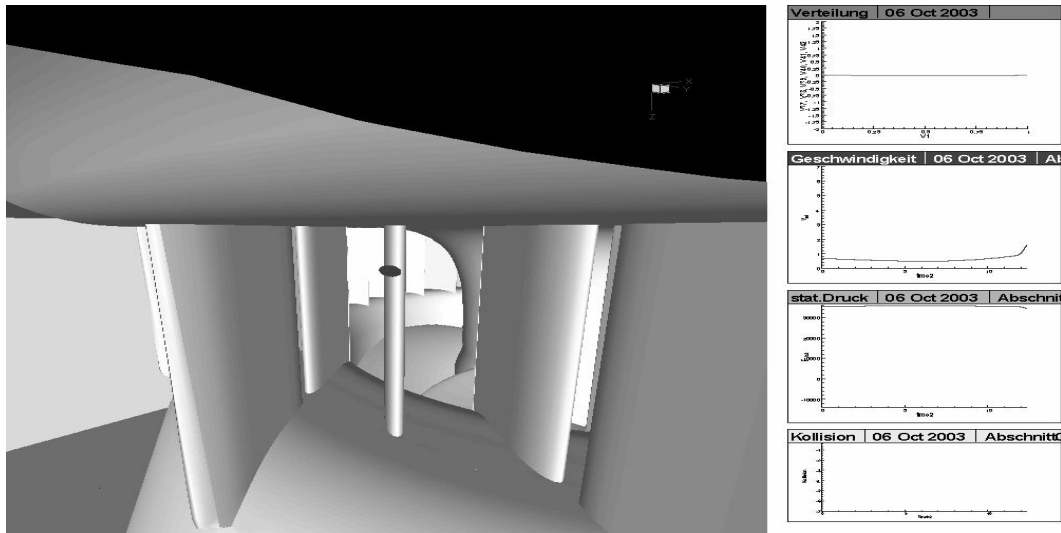


Abb. 4.93: Animation: Vor dem Leitrad

Abb. 4.93: Zeitpunkt  $t = 12$  s; der Fisch befindet unmittelbar vor einer der Leitschaukeln. Im Geschwindigkeitsfenster ist die Beschleunigung des Fisches zu erkennen, die der Fisch im Bereich der Traverse und des Leitdringens erfährt.

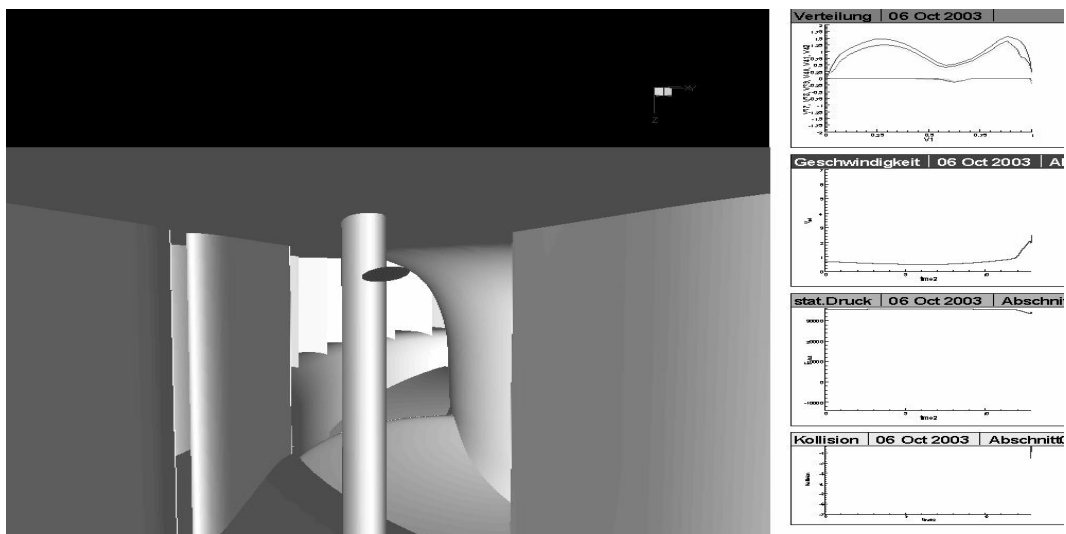


Abb. 4.94: Animation: Kollision mit dem Leitrad

Abb. 4.94: Zeitpunkt  $t = 12.5$  s; der Fisch kollidiert mit dem Leitrad. Bei der Kollision wird die Nase des Fisches nach rechts abgelenkt. Das linke obere Fenster zeigt die Kräfte an.

Nach dem Abbremsen des Fisches durch die Kollision wirken sie, bedingt durch die Differenz zwischen Körper- und Fluidgeschwindigkeit, entlang der linken Seite. Die unterschiedliche Kraftverteilung mit den Druckspitzen im vorderen und hinteren

Teil des Körpers erzeugt ein Biegemoment in Bezug auf den Kollisionspunkt, siehe Abb. 4.95. Im unteren Fenster zeigt der Ausschlag eine Kollisionsgeschwindigkeit von 1.5 m/s an. Bei einer Kollisionsgeschwindigkeit dieser Größe ist jedoch nicht mit größeren Verletzungen zu rechnen.

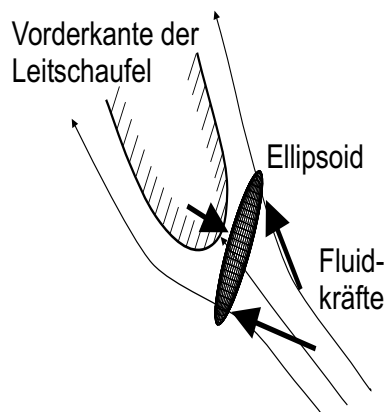


Abb. 4.95: Animation: Kollision mit der Leitschaukel

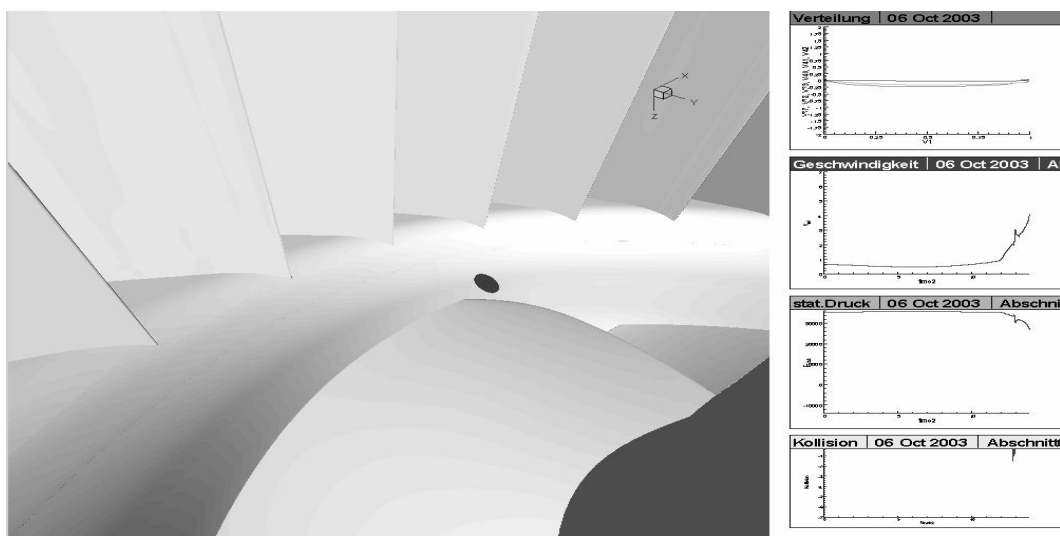


Abb. 4.96: Animation: Im Interface zwischen dem Leitrad und dem Laufrad

Abb. 4.96: Zeitpunkt  $t = 13.5$  s; der Fisch befindet sich vor dem Laufrad, im Hintergrund ist die mit 100 U/min rotierende Laufschaufel zu sehen. Im Geschwindigkeitsfenster ist die hohe Beschleunigung zu erkennen, die der Fisch nun erfährt.



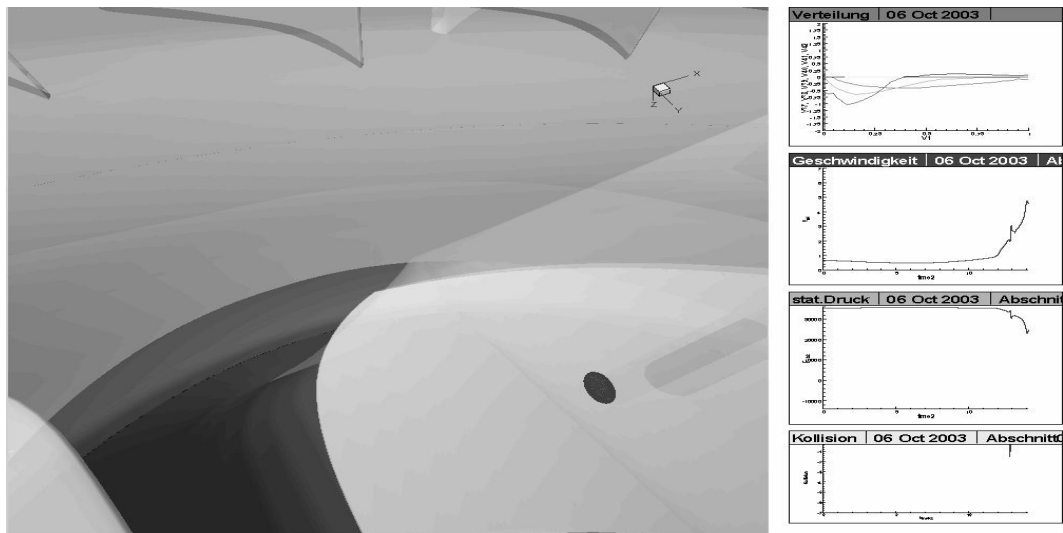


Abb. 4.97: Animation: Im Laufrad

Abb. 4.97: Zeitpunkt  $t = 14$  s; der Fisch befindet sich zwischen den Schaufeln des Laufrades. Die Wände werden durchsichtig dargestellt, um auch hinter die Schaufel sehen zu können.

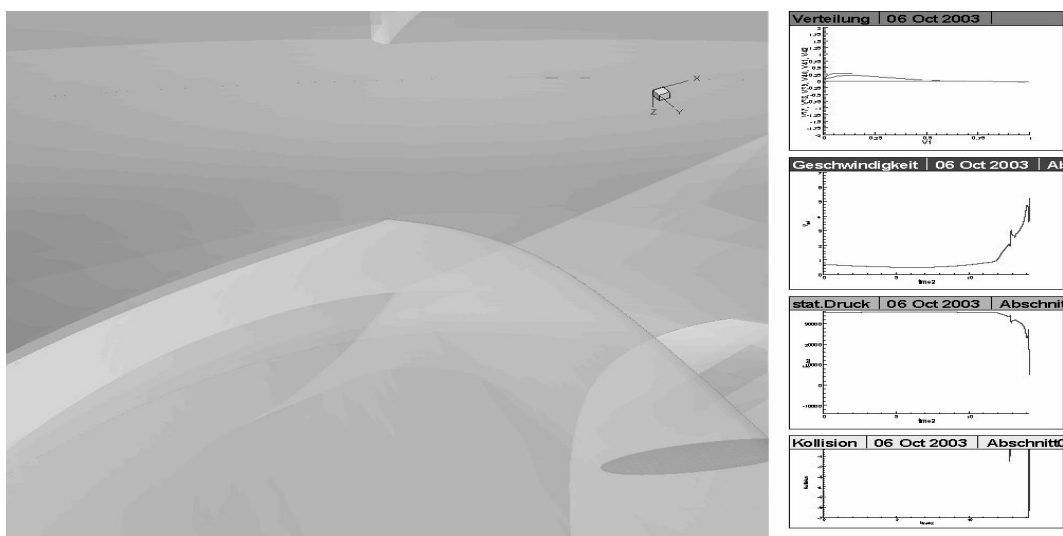


Abb. 4.98: Animation: Der Fisch kollidiert mit der saugseitigen Oberfläche der Laufschaufel

Abb. 4.98: Zeitpunkt  $t = 14.2$  s; der Fisch kollidiert mit der saugseitigen Oberfläche der Laufschaufel. Das unterste Fenster auf der rechten Seite zeigt eine Kollisionsgeschwindigkeit von  $v_{Koll} = 7$  m/s an. Der Fisch wird von der Vorderkante der Schaufel erfaßt. Der Fisch erleidet wegen der hohen Kollisionsgeschwindigkeit vermutlich schwere Verletzungen, siehe Abschnitt 4.2. Die Kollision führt zu einer parallel zur Schaufeloberfläche ausgerichteten Position des Körpers. Der Fisch ist aus der Sicht

des Beobachters hinter der zur Visualisierung transparent gestalteten Schaufel nahe der Saugseite zu erkennen.

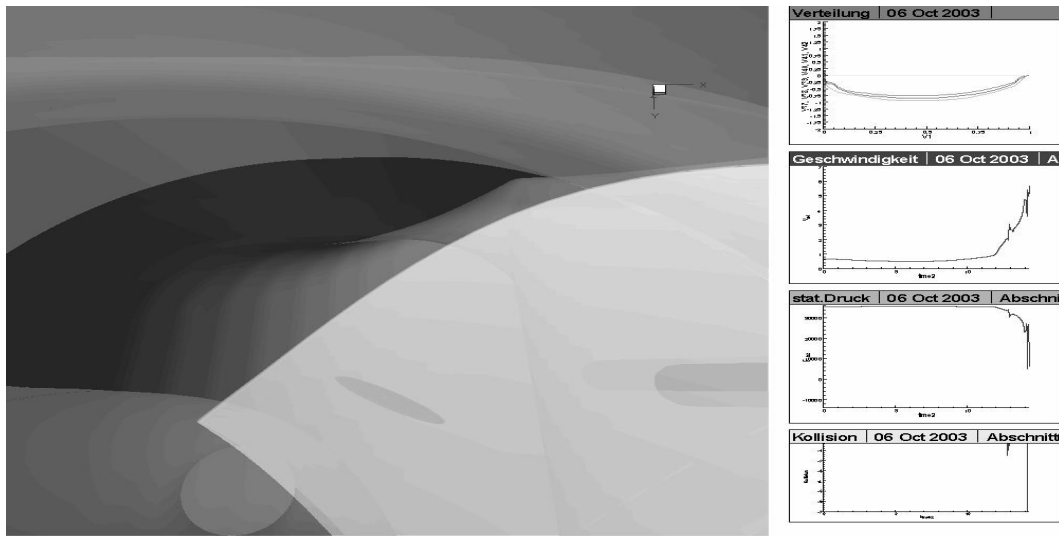


Abb. 4.99: Animation: An der Hinterkante der Laufschaufel

Abb. 4.99: Zeitpunkt  $t = 14.3$  s; der Fisch schwimmt entlang der Schaufeloberfläche und befindet sich gerade im Bereich der Hinterkante der Schaufel. Der statische Druck  $p$  fällt stark ab. Je nach Gattung und Vorgeschichte ist nun die Schwimmblase des Fisches unterschiedlich stark beansprucht. Bei vielen Fischarten besteht je nach dem Anteil an gelösten Gasen im Wasser auch die Gefahr der Bildung von Gasbläschen im Blut und in den Augen der Fische, siehe ABERNETHY [1].

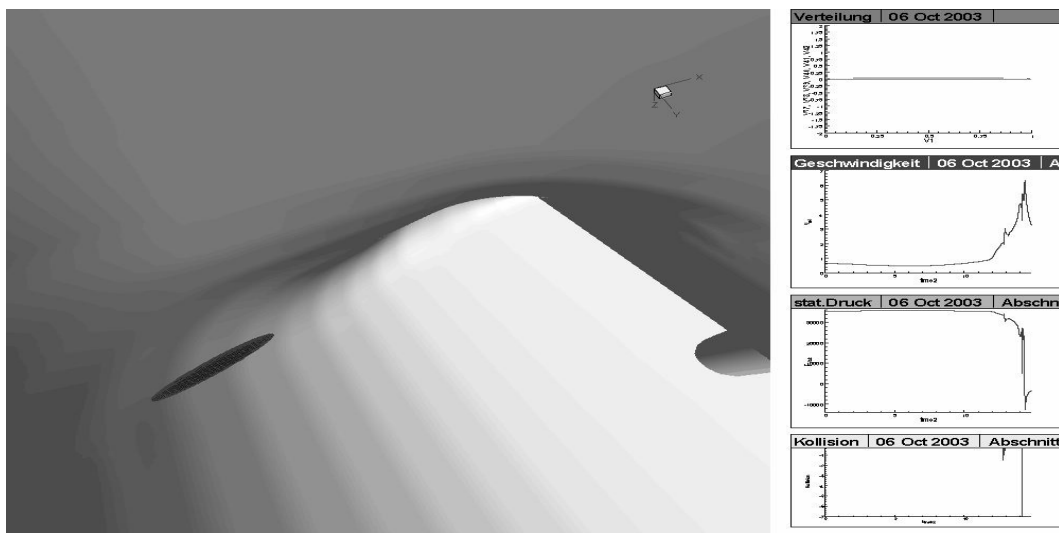


Abb. 4.100: Animation: Im senkrechten Diffusorteil

Abb. 4.100: Zeitpunkt  $t = 14.7$  s; der Fisch hat den Bereich der Laufschaufel verlassen und durchschwimmt den senkrechten Diffusorteil der Turbine. Der Fisch wird abgebremst und der statische Druck steigt wieder an. Das dritte Fenster zeigt den rapiden Druckabfall an, den der Fisch im Bereich der Beschaufelung in kurzer Zeit erlitten hat.

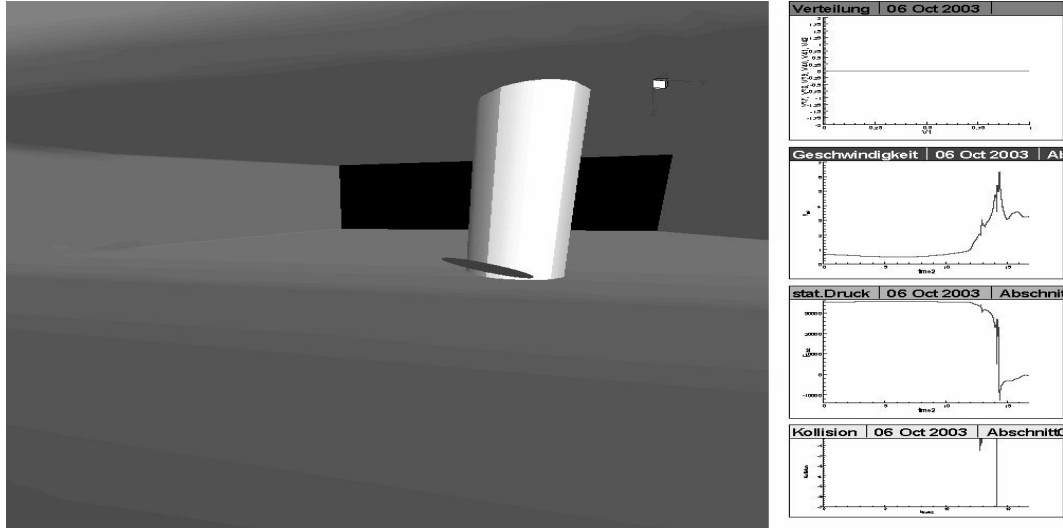


Abb. 4.101: Animation: Im Krümmer

Abb. 4.101: Zeitpunkt  $t = 16.2$  s; der Fisch wird im Krümmer von dem Drall der Turbinenabströmung gedreht.

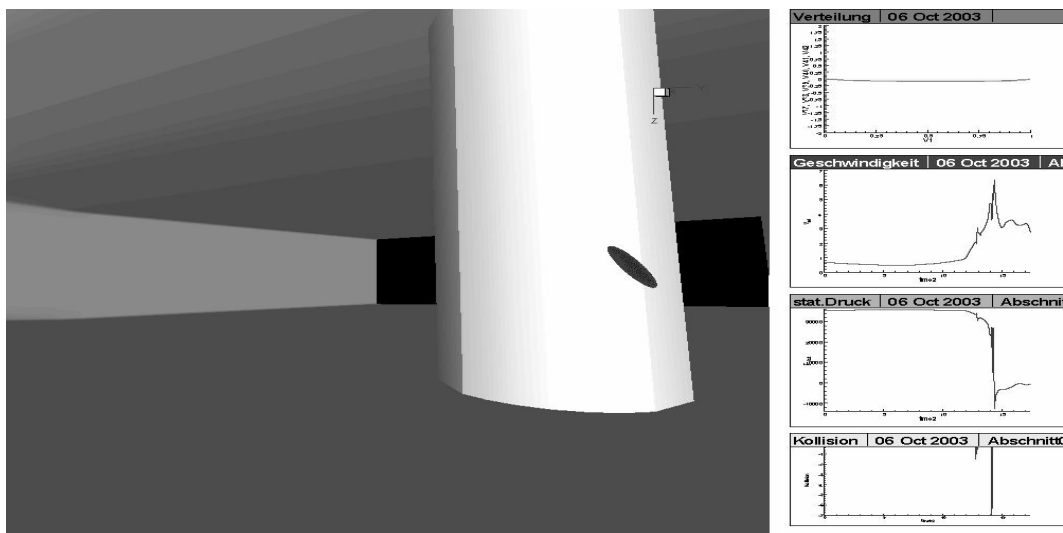


Abb. 4.102: Animation: Vor dem Stützpfiler

Abb. 4.102: Zeitpunkt  $t = 17.1$  s; der Fisch schwimmt am Pfeiler vorbei, ohne mit ihm zu kollidieren, und tritt in den rechten Teil des horizontalen Diffusors ein.

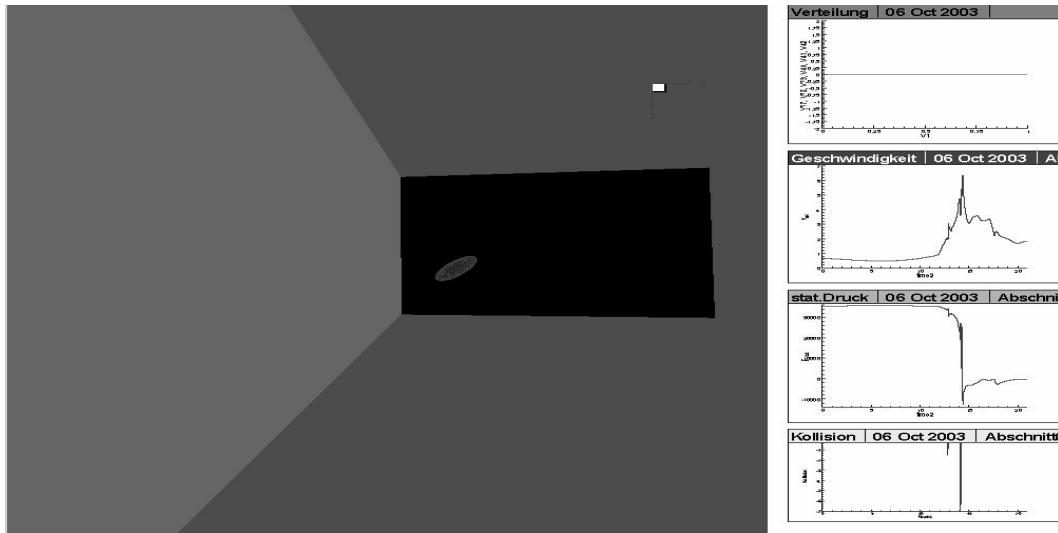


Abb. 4.103: Animation: Am Austritt

Abb. 4.103: Zeitpunkt  $t = 24$  s; der Fisch hat das Ende des Saugrohres und damit das Turbinenende erreicht.

## Kapitel 5

# Untersuchung modifizierter Turbinen

Die Auswertung der Strömung und der Vergleich mit den Daten aus der Literatur, insbesondere den Untersuchungen am Kraftwerk in Dettelbach, siehe HOLZNER [22], lassen erkennen, daß sowohl die Absenkung des statischen Drucks in der Turbine als auch die Gefahr der Kollisionen in der berechneten Turbine reduziert werden müssen. Eine quantifizierte Aussage über die Mortalität von Fischen durch die Turbinenpassage ist aus diesen Auswertungen alleine nicht möglich, da zum einen nicht alle schädigenden Parameter der Strömung ausreichend berücksichtigt werden konnten und zum anderen die Fischgattung und das Entwicklungsstadium für eine Aussage der Mortalität stärker berücksichtigt werden muß.

Anhand von zwei Konzepten wird überprüft, welche Auswirkung Modifikationen der Turbinengeometrie auf die bisher untersuchten Parameter statischer Druck und Geschwindigkeit sowie Kollision haben.

Die Modifikationen erfolgen mit der Einschränkung, daß sowohl die äußeren Abmessungen als auch die Energieumsetzung der Turbine beibehalten werden. Ziel der Modifikation ist

- die Kollisionsgefahr zu senken  
und
- die Druckabsenkung in der Turbine zu verringern oder zumindest beizubehalten.

Ein erster Ansatz ist die Schaufelzahl bei gleichen Abmessungen des Gehäuses, der Nabe und des Leitrades zu reduzieren.

Der zweite Ansatz erfolgt über die Reduzierung der Drehzahl um 25 % bei gleicher Schaufelzahl. Die Reduzierung der Drehzahl erfordert allerdings eine höhere

Umlenkung am Leitrad und damit höhere Absolutgeschwindigkeiten am Eintritt.  
Nach

$$\Delta p_{t,th} = \rho \omega \Delta(r c_u) \quad (5.1)$$

ergibt sich für einen konstanten Radius:

$$\Delta c_u \sim 1/\omega \quad . \quad (5.2)$$

Bei gleichem Austrittsdrall muß das Leitrad somit einen höheren Eintrittsdrall erzeugen.

Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse stellen den aktuellen Stand der Entwicklung dar.

## 5.1 Reduzierung der Schaufelzahl

Die Kollisionen mit den höchsten Differenzgeschwindigkeiten treten im Laufrad auf. Die Geschwindigkeit des Laufrades an der Blattspitze beträgt 18.53 m/s, entsprechend einer Geschwindigkeit von 60 km/h. Die Reduzierung der Schaufelzahl im Laufrad auf drei Laufschaufeln läßt eine Verminderung der Anzahl der Kollisionen erwarten. Eine Folge der Reduzierung der Schaufelzahl ist nach FRANCOIS [16] eine schlechtere Strömungsführung durch den zu großen Zwischenraum zwischen den Schaufeln und damit eine höhere Anfälligkeit für Fehlanströmung, die zu höherer Kavitationsgefahr führt, insbesondere bei Teillastbetrieb. Dadurch wird der Betrieb in Teillast- und Überlastbetriebspunkten für die Fische wesentlich gefährlicher. Dennoch soll eine dreiflügelige Turbine entworfen werden, um zu prüfen, inwieweit die Kollisionsgefahr durch diese Maßnahme gesenkt werden kann. Die Leitschaufelzahl soll konstant bleiben.

### 5.1.1 Entwurf

Die angestrebte Druckzahl  $\psi_t$  bleibt wegen der gleichen Drehzahl und des gleichen Referenzradius  $r_{ref}$  gegenüber der Turbine „Dettelbach“ unverändert. Die Schaufel wird um 25 % verlängert, um die durch die kleinere Schaufelzahl höheren Kräfte bei gleicher geforderter Umlenkung aufzufangen.

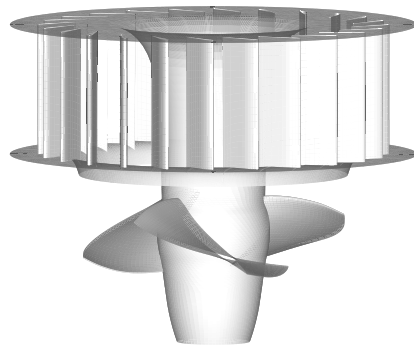


Abb. 5.1: 3D-Modell des dreiflügeligen Laufrades

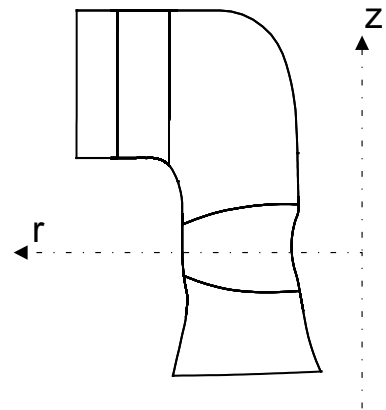


Abb. 5.2: Meridianansicht des dreiflügeligen Laufrades

### 5.1.2 Analyse der Strömung und der Schwimmbahnen

In Abb. 5.3 und Abb. 5.4 werden der Verlauf des statischen Drucks und die Druckverteilung um die Schaufel in der äußersten Strombahn im Vergleich zur ursprünglichen Turbine einander gegenübergestellt.

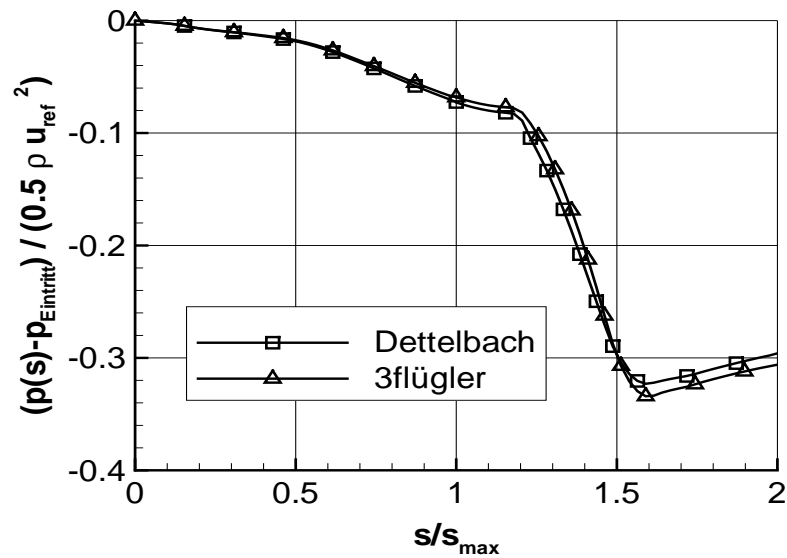


Abb. 5.3: Verlauf des gemittelten statischen Druck im Strömungskanal

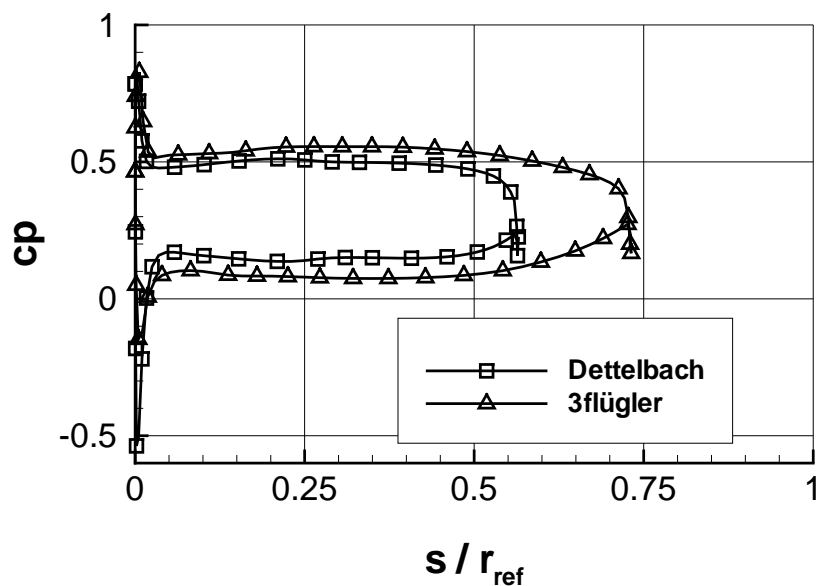


Abb. 5.4: Druckverteilung um die Schaufel im Vergleich zur ursprünglichen Turbine auf der gehäuseseitigen Strombahn 01

In Tabelle 5.1 ist für die dreiflügelige Turbine für Abschnitte des Wertebereiches des Druckverhältnisses von statischem zu akklimatisierten Druck der entsprechende Volumenanteil am Strömungsgebiet dargestellt.

Tabelle 5.1: Anteile von Wertebereichen des statischen Druckverhältnisses am Gesamtvolumen des Strömungsfeldes der Stufe

Wertebereich	$p_{acc1}$ [%]	$p_{acc2}$ [%]	$p_{acc3}$ [%]
0.0 - 0.2	0.36	1.69	3.89
0.2 - 0.4	6.23	17.63	18.07
0.4 - 0.6	13.59	8.02	78.03
0.6 - 0.8	5.43	72.66	0.01
0.8 - 1.0	74.36	0.00	0.00
größer 1.0	0.03	0.00	0.00

Die Druckverteilung in der äußersten Strombahn zeigt für die dreiflügelige Turbine im Bereich der Turbinenschaufeln ein geringfügig niedrigeres Druckniveau an. Die Kavitationsgefahr ist beim dreiflügeligen Laufrad gegenüber der ursprünglichen Turbine größer. Die impulsgemittelte Auswertung im Strömungskanal zeigt nur geringe Unterschiede im Verlauf des bezogenen statischen Drucks  $p/p_{ref}$ . Der Vergleich der



Verteilung der statischen Drücke in der ursprünglichen Turbine und in der dreiflügeligen Turbine, siehe die Tabellen 5.1 und 4.8, zeigt ein geringfügig niedrigeres Druckniveau im Strömungsfeld der dreiflügeligen Turbine.

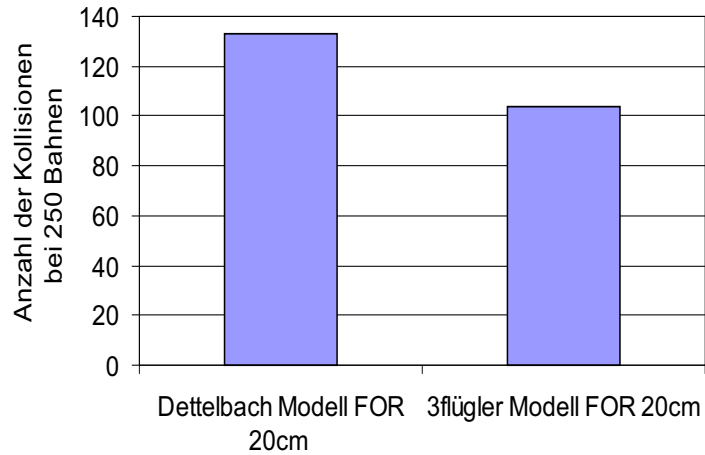


Abb. 5.5: Vergleich der Anzahl aller Kollisionen zwischen der ursprünglichen Turbine und dem 3flügler

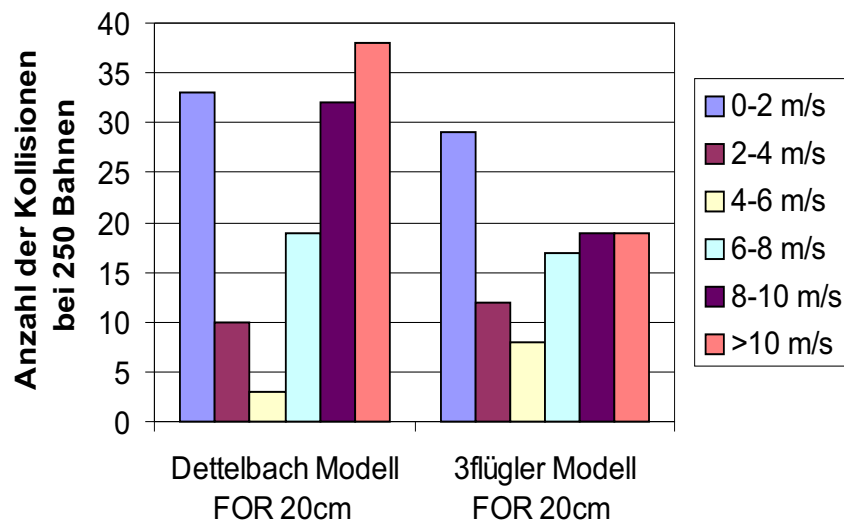


Abb. 5.6: Vergleich der Kollisionen nach Geschwindigkeitsbereich zwischen der ursprünglichen Turbine und dem 3flügler

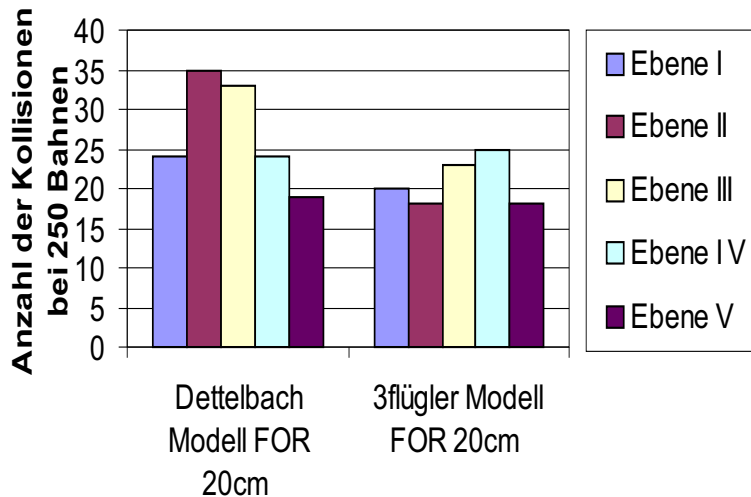


Abb. 5.7: Vergleich der Kollisionen nach Eintrittsebenen zwischen der ursprünglichen Turbine und dem 3flügler

Der Vergleich der Anzahl der Kollisionen, siehe Abb. 5.5, zeigt eine Reduzierung gegenüber der ursprünglichen Turbine um 23 %. Die Abnahme der Kollisionen ist für die hohen Geschwindigkeitsbereiche mit 50 % für die Geschwindigkeiten über 10 m/s und mit 41 % für die Kollisionsgeschwindigkeiten von 8 - 10 m/s überdurchschnittlich. Die Unterscheidung nach Eintrittsebenen zeigt, daß die Kollisionen vor allem in den mittleren Eintrittsebenen abnehmen, also den Ebenen, die sich bei der ursprünglichen Turbine durch eine besonders hohe Anzahl an Kollisionen ausgezeichnet haben.

## 5.2 Reduzierung der Drehzahl

Mit Hilfe der Reduzierung der Drehzahl  $n$  auf 75 % der ursprünglichen sollte zum einen die Zeitspanne für ein Durchschwimmen zwischen zwei Schaufeldurchläufen erhöht werden, zum anderen die Kollisionsgeschwindigkeit bei unvermeidbarer Kollision reduziert werden.

### 5.2.1 Entwurf

Die Strömungsleistung in einer Strömungsmaschine berechnet sich zu

$$P = Q \Delta p_{t,th} = \rho Q \omega \Delta(r c_u) \quad (5.3)$$

Bei gleicher abzugebender Leistung  $P$  muß also in der Turbine bei geringerer Drehzahl  $\omega$  und unveränderten geometrischen Randbedingungen die Strömung stärker umgelenkt werden.

Für den Entwurf müssen gegenüber der ursprünglichen Turbine neue Kennzahlen berechnet werden:

Tabelle 5.2: Kennwerte für den „Langsamläufer“

Drehzahl	$n [U/min]$	75
Volumenzahl	$\varphi$	0.27
Druckzahl	$\psi_t$	0.477
theoretische Druckzahl	$\psi_{t,th}$	0.45

Um den für die Energieumsetzung nötigen Vordrall zu erreichen, muß das Leitrad gegenüber der ursprünglichen Turbine weiter geschlossen werden. Die Schaufeln werden um 25 % verlängert, um die Umlenkung der Strömung sehr sanft zu gestalten. Die Meridiankontur wird glatter gestaltet und die Kugelform der Nabe wird durch einen sanften Übergang ersetzt. Die größere Schaufellänge würde ein Verdrehen der Schaufel sowieso nicht mehr zulassen, folglich kann auf die kugelige Gestaltung der Nabe verzichtet werden.

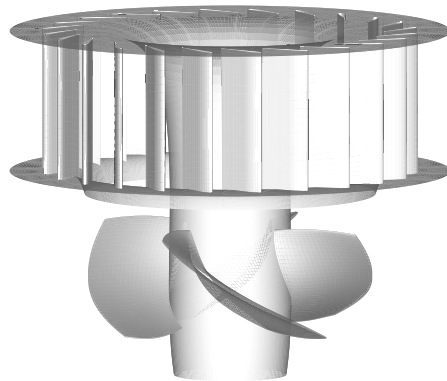


Abb. 5.8: 3D-Modell der langsamläufigen Turbine

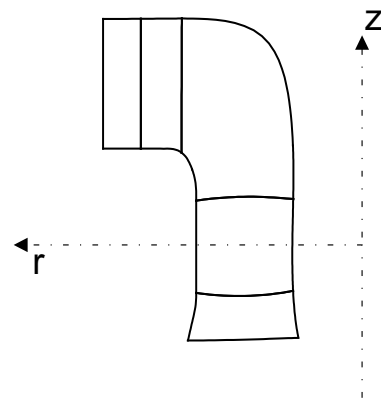


Abb. 5.9: Meridianansicht der langsamläufigen Turbine

## 5.2.2 Auswertung der Strömung und der Schwimmbahnen

### Druck

In Abb. 5.10 sind die Druckverteilungen der langsamläufigen Turbine und der ursprünglichen Turbine gegenübergestellt. Die Referenzgeschwindigkeit  $u_{ref,L}$  des Langsamläufers wird an die Referenzgeschwindigkeit  $u_{ref,D}$  der Turbine „Dettelbach“ angeglichen, damit ein direkter Vergleich möglich ist.

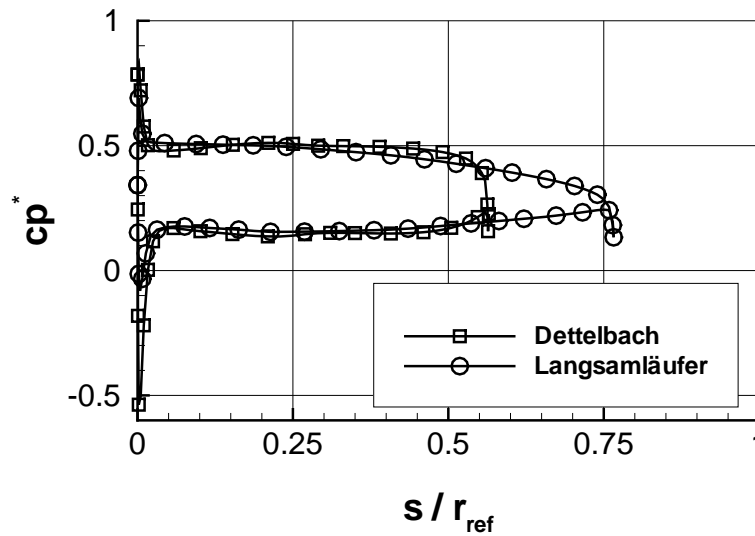


Abb. 5.10: Druckverteilung um die Schaufel im Vergleich zur ursprünglichen Turbine auf der gehäuseseitigen Strombahn 01

Die für den Langsamläufer entworfene Schaufel weist einen mit der ursprünglichen Turbine vergleichbaren Druckverlauf auf, der sich jedoch über eine größere Länge erstreckt. Dabei bleibt das Druckniveau auf der Saugseite näherungsweise erhalten, so daß sich die Kavitationseigenschaften des neuen Laufrades nur unwesentlich verschlechtern, siehe Abb. 5.10.

Der Volumenanteil am Rechengbiet für Bereiche des Druckverhältnisses von statischen und akklimatisierten Druck ist für die langsamläufige Turbine in Tabelle 5.3 dargestellt. Gegenüber der ursprünglichen Turbine „Dettelbach“, herrscht im Strömungsfeld der langsamläufigen Turbine ein geringfügig niedrigeres Druckniveau. Eine Einbeziehung des Saugrohres bei der Auslegung einer fischfreundlichen Turbine ist wegen seines Einflusses auf das Druckniveau notwendig.

### Kollision

Ein Vergleich der Anzahl der Kollisionen, siehe Abb. 5.11 zeigt eine Abnahme der Kollisionen um 32 % gegenüber der „Dettelbach“-Turbine. Besonders deutlich ist

Tabelle 5.3: Anteile von Wertebereichen des statischen Druckverhältnisses am Gesamtvolumen des Strömungsfeldes der Stufe

Wertebereich	$p_{acc1}$ [%]	$p_{acc2}$ [%]	$p_{acc3}$ [%]
0.0 - 0.2	0.00	0.00	0.00
0.2 - 0.4	3.94	16.64	19.37
0.4 - 0.6	13.72	16.52	79.62
0.6 - 0.8	11.55	66.84	0.00
0.8 - 1.0	70.77	0.00	0.00
größer 1.0	0.02	0.00	0.00

die Abnahme der Kollisionshäufigkeit in den hohen Geschwindigkeitsbereichen. Im Bereich über 8 m/s treten keine Kollisionen mehr auf, siehe Abb. 5.12.

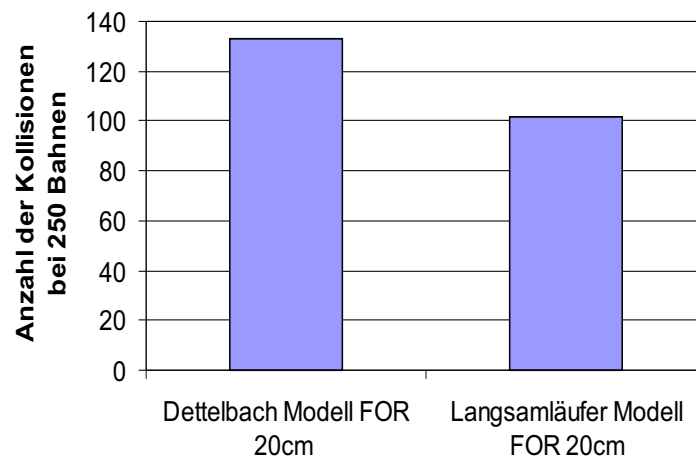


Abb. 5.11: Vergleich der Anzahl aller Kollisionen zwischen der ursprünglichen Turbine und der langsamläufigen Turbine

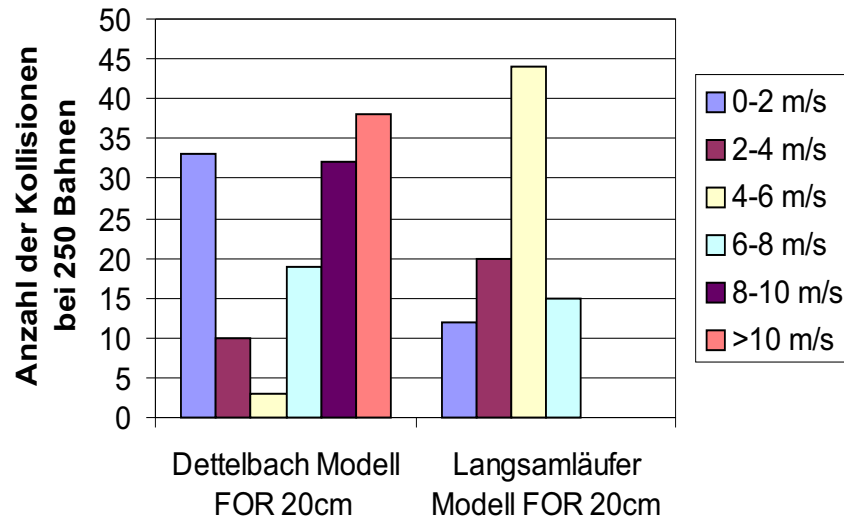


Abb. 5.12: Vergleich der Kollisionen nach Geschwindigkeitsbereich zwischen der ursprünglichen Turbine und der langsamläufigen Turbine

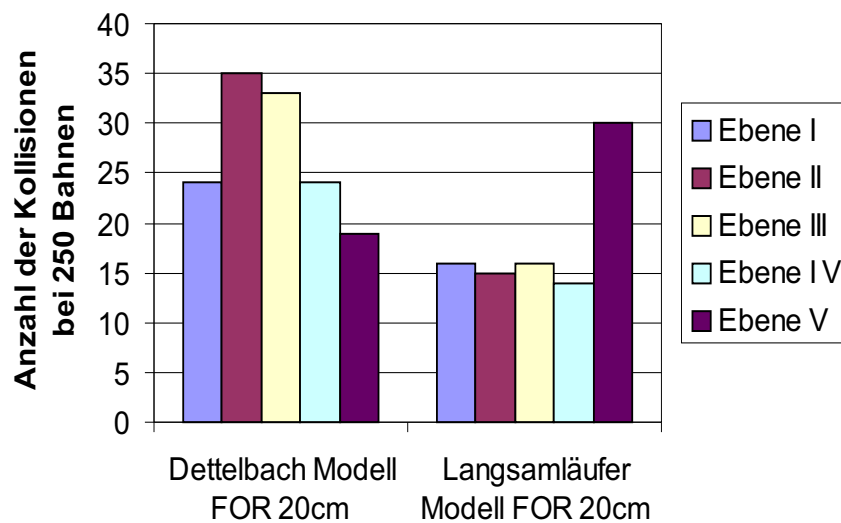


Abb. 5.13: Vergleich der Kollisionen nach Eintrittsebenen zwischen der ursprünglichen Turbine und der langsamläufigen Turbine

Der Vergleich in den Eintrittsebenen, siehe Abb. 5.13, zeigt jedoch eine deutliche Zunahme der Kollisionen in den nabennah bzw. mit hoher Kanalhöhe im Leitrad einschwimmenden Fische. Verantwortlich könnte die an der Nabe noch sehr hohe Umlenkung der Strömung sein.

## Kapitel 6

# Bewertung und Ausblick

Die Turbine wurde für den Betriebspunkt besten Wirkungsgrades untersucht. Weitere Untersuchungen für den Überlast- und Teillastbetriebspunkt, die stationär und instationär durchgeführt werden sollten, können weitere Erkenntnisse für die schädigende Wirkung der Strömung in der Turbine liefern. Insbesondere können für Turbinen, die sich derzeit in Betrieb befinden, fischschonende Betriebsarten gefunden werden.

Zur Untersuchung der Wirkung der Scherkräfte, für die das in dieser Arbeit verwendete geometrische Modell der Turbine nicht geeignet war, müssen die Spaltströmungen im Leitradüberhang sowie die Laufradspalte an der Schaufelspitze und an der Nabe berechnet werden.

Ferner lassen sich mit Hilfe von CFD-Methoden in Zusammenarbeit mit Biologen Lockströmungen gestalten, die die Fische von den Turbinen fernhalten sollen.

Eine Vermessung repräsentativer Strömungsdaten im Kraftwerk Dettelbach kann zur Validierung der errechneten Strömungsgrößen herangezogen werden. Ein Vergleich zwischen Messung und Rechnung untermauert gewonnene Erkenntnisse und bildet eine solide Grundlage für die Entwicklung von verbesserten Varianten von Turbinen.

Eine Vermessung des Laufrades in Dettelbach könnte zu einer genaueren Beschreibung der geometrischen Randbedingungen führen.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Fischmodell eignet sich in hervorragender Weise zur Berechnung der Belastungen des Fisches während der Kollision mit Hilfe numerischer Methoden der Finite Elemente oder der Kontinuumsmechanik. Eine Erweiterung bezüglich flexibler Körper wird es ermöglichen, auch die Bewegung extremer Fischformen, wie den Aal, zu berechnen.

Eine Berechnung der Wechselwirkung zwischen dem Fluid und dem Körper hilft, die Belastungen des Fisches durch Fluidkräfte besser vorhersagen zu können.

In Zusammenarbeit mit Biologen könnte die Eigenbewegung der Fische modelliert

werden.

Mit dem entwickelten numerischen Modell liegt ein Verfahren vor, mit dem Turbinen auf ihre schädigende Wirkung auf Fische untersucht werden können. Auf Tierversuche kann weitgehend verzichtet werden. Neue Ideen bezüglich verbesserter Turbinenanlagen können relativ günstig auf ihre Machbarkeit hin überprüft werden.

Die Entwicklung und der Bau fischfreundlicher Turbinen hilft, die Position einer umweltfreundlichen und ressourcenschonenden Art der Stromerzeugung zu stärken.



# Literaturverzeichnis

- [1] ABERNETHY, C. S. ; AMIDAN, B. G. ; ČADA, G. F.: Laboratory Studies of the Effects of Pressure and Dissolved Gas Supersaturation on Turbine-Passed Fish / U.S. Department of Energy, Idaho Operations Office, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-10853). – Forschungsbericht
- [2] ALLAN, B. G.: *Fluid, Controls and Rigid-Body Dynamics Coupling*, University of California at Berkeley, Diss., 1996
- [3] BADER, R.: *Simulation kompressibler und inkompressibler Strömungen in Turbomaschinen*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [4] BARAFF, D.: Analytical Methods for dynamic simulation of non-penetrating rigid bodies. In: *Computer Graphics* 23(3) (1989), S. 223–232
- [5] BASSET, A. B.: Treatise on Hydrodynamics. In: *Deighton Bell, London* Vol. 2, Chapt. 22 (1888), S. 285–297
- [6] BOUSSINESQ, J.: *Théorie Analytique de la Chaleur*. – L' École Polytechnique, Paris, Vol. 2, S. 224, 1093
- [7] BOUSSINESQ, J.: Essai sur La Théorie Des Eaux Courantes. In: *Mem. Présenté Acad. Sci.* 23 (1877), S. 46. – Paris
- [8] CARLSON, T. J. ; JOHNSON, R. L. ; DUNCAN, J. P. ; NEITZEL, D. A.: Advanced Sensor-fish for Improved Turbine Design. In: *Hydrovision 2000*. Charlotte, USA,
- [9] COOK, T. C. ; CAIN, S. A. ; FETFATSIDIS, P. ; HECKER, G.E. ; STACY, P. S.: Final Turbine and Test Facility Design Report Alden/NREC Fish Friendly Turbine / U.S. Department of Energy, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-10821). – Forschungsbericht
- [10] DURST, F. ; MILOJEVIC, D. ; SCHÖNUNG, B.: Eulerian and Lagrangian Prediction of Particulate Two-Phase Flows: Numerical Study. In: *A. Math Modelling* 8 (1984), S. 101–115
- [11] DEPARTEMENT OF ENERGY, USA. <http://hydropower.inel.gov/>

- [12] E.ON, Wasserkraft. Homepage des Unternehmens, <http://www.wasserkraft.de>. 2003
- [13] FERZIGER, J. H. ; PERIC, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, Berlin, 1999
- [14] FETFATSIDIS, P. ; SOMMER, S. ; THIRUMALAISAMY, S.: Design of a Fish Friendly Turbine. In: *Hydraulic Machinery and Systems, 20th IAHR Symposium*. Charlotte, USA,
- [15] FISHER, R. K. ; ET. AL.: Initial Test Result of the New Kaplan Minimum Gap Runner Design on Improving Turbine Fish Passage Survival for the Bonneville First Powerhouse Rehabilitation Project. In: *Hydrovision 2000*. Charlotte, USA,
- [16] FRANCOIS, M. ; VINH, P. ; MORA, P.: Fish friendly Kaplan turbine. In: *Hydraulic Machinery and Systems, 20th IAHR Symposium*. Charlotte, USA,
- [17] FRITZ, J.: *Strömungswechselwirkungen in hydraulischen Maschinen*, Technische Universität München, Diss., 1999
- [18] GUENSCH, G. R. ; MUELLER, R. P. ; MCKINSTRY, C. A. ; DAUBLE, D. D.: Evaluation of Fish Injury Mechanisms During Exposure to a High-Velocity Jet / U.S. Department of Energy, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-11072). – Forschungsbericht
- [19] HECKER, G. E. ; COOK, T. ; S. THIRUMALAISAMY ; FETFATSIDIS, P.: New Development of ALDEN/NREC Fish Friendly Turbine. In: *Hydrovision 2000*. Charlotte, USA,
- [20] HINZE, J. O.: Turbulent Fluid and Particle Interaction. In: *International Symposium on Two-Phase Systems*. Haifa, Israel,
- [21] HOLZNER, M.: Untersuchungen zur Vermeidung von Fischschäden im Kraftwerksbereich , dargestellt am Kraftwerk Dettelbach am Main/Unterfranken / Landesfischereiverband Bayern e. V. ( Heft 1). – Forschungsbericht
- [22] HOLZNER, M.: *Untersuchungen über die Schädigung von Fischen bei der Passage des Mainkraftwerks Dettelbach*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [23] JIRKA, G. H.: *Vorlesungsskriptum Hydromechanik*. Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 2001
- [24] LAUNDER, B.P. ; SPALDING, D.B.: The numerical computation of turbulent flows. In: *Computer Methods in applied mechanics and engineering* 3 (1974), S. 269–289
- [25] L.LIANG ; MICHSELIDES, E. F.: The Magnitude of the Basset Forces in Unsteady Multiphase Flow Computations. In: *J. Fluids Engineering* 114 (1992), S. 417–419

- [26] MACHACEK, M. ; MIZUYA, T. ; KASAGI, N.: Numerical simulation of instantaneous forces acting on solid particles in a turbulent channel flow. In: *Proceedings of the annual meeting of the JSFM 1998*. Tokyo Japan,
- [27] MAGNUS, K. ; MÜLLER, H. H.: *Grundlagen der Technischen Mechanik*. Teubner, Stuttgart, 1990
- [28] MAXEY, M. M. ; RILEY, J. J.: Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. In: *Phys. Fluids* 26 (1983), S. 883–889
- [29] MEYBERG, K. ; VACHENAUER, P.: *Höhere Mathematik I*. Springer, Berlin, 1991
- [30] MIRTICH, B.: Impulse-based Dynamic Simulation. In: *Proceedings of Workshop on Algorithmic Foundations of Robotics*, 1994
- [31] NEITZEL, D. A. ; ČADA, G. F. ; ET. AL.: Laboratory Studies on the Effects of Shear on Fish: Final Report / U.S. Department of Energy, Idaho Operations Office, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-10822). – Forschungsbericht
- [32] ODEH, M.: A Summary of Environmentally Friendly Turbine Design Concepts / U.S. Department of Energy, Idaho Operations Office, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-13741). – Forschungsbericht
- [33] OSEEN, C. W.: *Hydrodynamik*. – Leipzig
- [34] PAN, Y. ; TANAKA, T. ; TSUJI, Y.: Turbulence modulation by dispersed solid particles in rotating channel flows. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002), S. 527–552
- [35] PESKIN, A. P. ; HARDIN, G. R.: Moving Particles Through a Finite Element Mesh. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 103, Number 1 (1998), S. 77–91
- [36] RAABE, J.: *Hydraulische Maschinen und Anlagen*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1989
- [37] RECHENBERG, I.: *Vorlesungsskriptum Bionik I, WS 00/01*. Techn. Universität Berlin, 1991
- [38] REYNOLDS, O.: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A* 186 (1895), S. 123
- [39] RICHTER, R.: *3D Echtzeit-Entwurf von Beschaufelungen hydraulischer Strömungsmaschinen auf Multiprozessormaschinen*, Technische Universität München, Diss., 1999
- [40] RIEDEL, N.: *Rotor-Stator Wechselwirkung in hydraulischen Maschinen*, Technische Universität München, Diss., 1997

- [41] RITZINGER, S.: *Simulation realer Laufradströmungen*, Technische Universität München, Diss., 1997
- [42] ROHNE, W.: *Experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung in einer Rohrturbinenanlage*, Technische Universität München, Diss., 2002
- [43] SCHIEHLEN, W.: *Technische Dynamik*. Teubner, Stuttgart, 1986
- [44] SCHILLING, R.: Application of CFD-Techniques in Fluid Machinery. In: *Conference of Modelling Fluid Flow (CMFF'03)*. Budapest, Hungary, September 2003 3-6,
- [45] SCHILLING, R.: Numerical Calculation of the Q3D Incompressible, Inviscid Flow in Turbomachines. In: *Proceedings of the 11<sup>th</sup> IAHR Symposium*. Amsterdam, 1982
- [46] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. Springer, Berlin, 1982
- [47] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*. VDI Verlag, Düsseldorf, 1996
- [48] SKODA, R.: *Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [49] SOTIROLPOULOS, F. ; YIANNIS, V.: The Virtual Fish Concept: Numerical Prediction of Fish Passage through Hydraulic Powerplants. In: *Proceedings of the 27th IAHR Congress*. San Francisco, USA, 1957
- [50] TASCFLOW. Tascflow Theory Manual
- [51] TCHEN, C. M. Dissertation, Delft, Martinus Nijhoff, The Hague. 1947
- [52] TRUCKENBRODT, E.: *Fluidmechanik I*. Springer, Berlin, 1980
- [53] TURNPENNY, A. W. H. ; DAVIS, M. H. ; FLEMING, J. M. ; DAVIS, J. K.: Experimental studies relating to the passage of fish and shrimps through tidal power turbines / Marine and Freshwater Biology Unit, Natinal Power Fawley, Southhampton, Hampshire, England. 1992. – Forschungsbericht
- [54] ČADA, G. F. ; COUTANT, C. C. ; WHITNEY, R. R.: Development of biological criteria for the design of advanced hydro power turbines / U.S. Department of Energy, Idaho Falls, Idaho, USA ( DOE/ID-13578). – Forschungsbericht
- [55] VOITH, J. M.: Ausführungsbeispiele von Turbinen und Absperrorganen. ( Druck t 2269). – Forschungsbericht
- [56] WEBER, C.: *Simulation des hydroabrasiven Materialabtrages in hydraulischen Strömungsmaschinen*, Technische Universität München, Diss., 2001
- [57] WU, C.H.: A General Theory of the 3D Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial, Radial and Mixed Flow Type. In: *NACA TN-2604* (1952)

- [58] ZHANG, H. ; GOODARZ, A. ; FA-GUNG, F. ; MCLAUGHLIN, J. B.: Ellipsoidal particles transport and deposition in turbulent channel flows. In: *International Journal of Multiphase Flow* 27 (2001), S. 971–1009